



TITLE:

津波被害軽減システムに関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

小池, 信昭

CITATION:

小池, 信昭. 津波被害軽減システムに関する研究. 京都大学, 1999, 博士 (工学)

ISSUE DATE:

1999-09-24

URL:

<https://doi.org/10.11501/3157372>

RIGHT:

津波被害軽減システムに関する研究

1999年 6 月

小 池 信 昭

目次

緒言	1
第 I 編 津波数値解析方法に関する研究	5
第 1 章 近地津波の数値計算方法	7
1.1 従来の研究のレビュー	7
1.2 基礎方程式	7
1.2.1 線形長波理論	7
1.2.2 非線形長波理論	7
1.3 差分式	8
1.3.1 線形長波理論	8
1.3.2 非線形長波理論の差分式	8
1.4 初期条件	10
1.5 開境界条件	10
1.5.1 特性曲線法による開境界条件	10
1.5.2 日野 (1987) の無反射境界条件	11
1.5.3 開境界条件の適用性の検討	11
1.6 領域の接続	11
1.6.1 水位の線形内挿による方法	11
1.6.2 後藤・小川 (1982) の方法	11
1.6.3 計算を連続して行わない場合	13
1.6.4 領域接続方法の適用性の検討	13
1.7 国土数値情報を利用した近地津波数値モデル	13
1.7.1 標準地域メッシュ	14
1.7.2 津波数値解析のための標準メッシュ分割方法	16
1.7.3 高知県土佐市宇佐への適用例	16
1.7.4 領域の接続と開境界条件	16
1.7.5 モデルの適用性の検討	17
1.8 結語	18
第 2 章 遠地津波の数値計算方法	21
2.1 従来の研究のレビュー	21
2.2 基礎方程式	21

2.3	差分式	22
2.4	初期条件・境界条件	22
2.5	太平洋全域モデルの適用性	23
2.5.1	計算領域・格子間隔・時間間隔	23
2.5.2	最大波高	24
2.5.3	到達時間	24
2.6	わが国沿岸部における太平洋全域モデルの適用性	28
2.7	太平洋全域モデルと近地津波モデルとの結合モデルの適用性	29
2.7.1	計算領域および格子間隔	29
2.7.2	結果と考察	29
2.8	結 語	30
第 3 章	津波氾濫の数値計算方法	33
3.1	従来の研究のレビュー	33
3.2	基礎方程式	33
3.3	有限要素法による津波氾濫解析法	34
3.3.1	ガラーキン法による空間方向の離散化	34
3.3.2	時間方向の離散化	36
3.4	初期条件	36
3.5	境界条件	37
3.6	先端条件	37
3.6.1	相田 (1977) の方法	37
3.6.2	岩崎・真野 (1979) の方法	37
3.6.3	Whitham 理論 (1955)	38
3.7	越流条件	39
3.8	等価粗度係数	39
3.9	津波氾濫モデルの適用性	40
3.9.1	津波伝播計算	40
3.9.2	津波氾濫計算	40
3.9.3	地震断層モデル	41
3.9.4	計算に用いた係数の値	41
3.9.5	再現計算結果	42
3.9.6	現在の地形条件による津波氾濫解析	45
3.10	結 語	45
第 4 章	基底展開による簡易津波数値解析法	47
4.1	基底展開による津波数値解析法	47
4.1.1	基底展開	47
4.1.2	自明な基底	48
4.1.3	離散コサイン変換 (DCT)	48
4.2	適用性の検討	49

4.2.1	展開係数	49
4.2.2	誤差評価の方法	50
4.2.3	津波初期波形の誤差	52
4.2.4	代表点における時間波形の誤差	52
4.2.5	代表時刻における平面 2 次元波形の誤差	52
4.2.6	まとめ	54
4.3	断層の大きさと基底との関係	54
4.4	東海・南海エリアへの適用	54
4.4.1	考 察	57
4.5	結 語	57
第 5 章	コンピュータグラフィックスによる津波の可視化	61
5.1	OpenGL	61
5.2	時空間方向の自由度	62
5.2.1	空間方向の自由度	62
5.2.2	時間方向の自由度	62
5.3	結 語	64
第 II 編	津波被害軽減システムに関する研究	65
第 6 章	近地津波の伝播特性と危険度の評価	67
6.1	東海・南海エリアにおける津波伝播特性	67
6.1.1	東海・南海地震の断層モデル	67
6.1.2	東海・南海エリアの津波初期波形の特性	69
6.1.3	既往の地震断層モデルによる津波伝播特性の評価	71
6.1.4	地震断層モデルの想定による津波伝播特性・危険度の評価	71
6.1.5	想定津波モデルの設定法	71
6.1.6	想定津波モデルによる津波伝播特性	73
6.2	東海・南海エリアにおける津波危険度	74
6.2.1	非ポアソン型の地震発生モデル	74
6.2.2	既往の断層モデルの情報に基づいた評価	76
6.2.3	想定断層モデルの発生確率	78
6.2.4	津波危険度の評価	78
6.3	結 語	79
第 7 章	遠地津波の伝播特性と危険度の評価	85
7.1	環太平洋地震帯における遠地津波の伝播特性	85
7.1.1	想定津波モデルの考え方	85
7.1.2	1960 年チリ地震の津波モデル	86
7.1.3	想定津波モデルの設定	86
7.1.4	想定津波モデルの位置	88

7.1.5	わが国沿岸部における遠地津波の到達時間と最大水位	88
7.1.6	実際の観測例との比較	90
7.1.7	北米カスケード沈み込み帯における超巨大地震津波	91
7.2	環太平洋地震帯における遠地津波の危険度	91
7.2.1	環太平洋地震帯における地震発生確率	91
7.2.2	わが国沿岸部における遠地津波の危険度の評価	93
7.3	結 語	94

結 論	97
-----	----

緒 言

わが国は四方を海で囲まれている島国である。海は人間に豊かな恵みをもたらすが、時として台風や季節風による高波・高潮や、地震に伴って発生する津波によって、沿岸部に甚大な被害を及ぼす。また、わが国は地震列島と呼ばれるように周辺部にプレート境界が多数存在するため、海洋性の巨大地震が発生し、それに伴って津波が発生する確率も高く、日本近海は世界でも有数の津波発生場所となっている。それゆえ当然のことながら、歴史上わが国は津波による甚大な被害を被ってきた。とくに、1896 年（明治 29 年）の明治三陸大津波では、実に 2 万人余りもの人々が犠牲となった（渡辺，1998）。

わが国の沿岸部は、1959 年の伊勢湾台風による高潮災害と 1960 年のチリ地震津波災害が契機となり、港湾や海岸の保全事業が進められ、各地に防潮堤・水門が整備された。このように、1960 年代から 1970 年代にかけての津波防災対策としては、防波堤，防潮堤などの防災施設に重点が置かれていた（後藤・佐藤，1993）。それに対して、津波予報は 1952 年から正式に開始されていたが、1983 年日本海中部地震津波によって警報発令の時間の短縮が強く要望された。さらに 1993 年北海道南西沖地震津波では、地震後 5 分以内で津波が到着したところもあり、津波警報発令までの時間がさらに短縮され 3 分となり、また警報伝達体制が改善され、伝達の時間も短縮された（河田，1995）。

このように、防波堤，防潮堤などの防災施設による対策、さらに津波警報発令時間の短縮とその伝達体制の強化といわばハードウェアとソフトウェアの両面から津波防災対策がなされ、ほぼできることはなされてしまったかにみえる。しかしながら、防災施設についてはすべての津波を対象としているわけではなく、マグニチュードが 7 ～ 8 の中規模程度の津波が対象とされているため、マグニチュードが 8 以上である巨大津波が発生した場合には防災施設だけで防ぐことはできない（首藤，1986）。また、津波警報についても、時間は短縮されたがその内容についてめざましい改善はない。それほど大きな地震でなくても、津波注意報・警報が頻繁に出されるようになったため、注意報・警報に対する信頼性は逆に低下していると考えられる。

防災施設によって津波を完全に防ぐことができない以上、津波に襲われる可能性のある地域の住民は、避難しなければ助かることはない。それなのに、津波警報が発表され、避難勧告が発令されても避難しない住民がいるのは、津波に襲われる危険性があることを知らないか、あるいは知っていても防災施設を越えるような津波はやって来ないと自分で判断していることになる。結局、避難行動をおこすだけの危険性はないと判断しているのである。しかし、それもいたしかたのないことなのかもしれない。なぜなら、津波警報・注意報が発令されても、ほとんどの場合は被害を起こすような津波がやって来ることはなく、被害など生じないからである。したがって、住民に避難してもらうためには、避難するだけの危険性があると彼らが判断するに足りだけの情報の量と質を提供することが重要である。

そこで、本研究ではこれらの 2 つの点を考慮して、研究を進めることにした。まず、情報の質

の向上、すなわち信頼性を向上させるためには、津波の予測方法の精度を高めることである。そのために、第1編で津波数値解析方法について考察する。数値シミュレーションを実行すれば何らかの結果は出てくるが、その信頼性について常に検証しなければならない。ここでは、検証の方法の1つとしてコンピュータ・グラフィックス(CG)も利用している。

また、津波被害の軽減、とくに人的被害の軽減のためには、住民が津波の危険性を認識することがもっとも重要であると考えられる。そのためには、豊富でかつ信頼性のある情報を提供する必要がある。そこで、第2編では、津波被害軽減システムとして、津波の伝播特性と危険度を定量的に評価してその情報を提供することを考える。近年、テレビで科学番組の視聴率がいいようであるが、それは通常の生活とあまりにもかけ離れてしまった現代科学に対して、少しでも納得のいく説明を求めている結果であろう。したがって、ここでも津波がなぜ、しかもどのくらい危険であるかを明らかにする必要がある。以下に、本論文の構成について簡単に説明する。

第1編では、津波数値解析方法について考察する。従来から用いられて信頼性のある計算方法を説明するとともに、最近の研究成果を導入しながら、さらに精度のよい計算モデル構築をめざす。

第1章では、近地津波の数値計算方法について考察する。とくに、開境界条件については、人工的な反射波が生じやすいため、その処理方法について詳細に検討する。また、沿岸部に近づくにつれてより小さな格子を採用する必要があるが、その際の領域の接続方法についても検討する。さらに、津波数値解析を全国で汎用的に利用するため、国土数値情報の利用についても検討する。

第2章では、遠地津波の数値計算方法について考察する。遠地津波の数値計算では、格子数が多いため格子間隔を大きくとらざるを得ないが、その場合得られた解が真値とどのくらい違っているかを明確にしておく必要があるとの観点から、格子間隔や最小水深をいろいろ変えて沿岸部で計算される津波の波高を調べる。また、太平洋全域モデルと近地津波モデルとの結合モデルについても考察する。

第3章では、津波氾濫の数値計算方法について考察する。陸上に氾濫する津波は地形形状の影響を受けやすいという観点から有限要素法を採用することにした。また、津波の氾濫・遡上では先端条件がもっとも重要な問題となるが、従来用いられてきた方法はいわば計算処理の便宜上導入されたものが多かった。ここでは、メカニズムに基づいた方法を導入することで、さらに高精度なモデル構築を図る。

第4章では、重ね合わせの原理に基づいた基底展開による簡易津波計算法について考察する。2次元離散コサイン変換を用いた基底展開の方法、およびそれから解を構成する方法について説明し、また適用性について検討する。さらに、本手法を東海・南海エリアなどの広範囲の領域に適用する場合について、基底展開する領域をブロックごとに分割する手法を導入し、その適用性について検討する。

第5章では、コンピュータ・グラフィックスによる津波の可視化について考察する。津波という現象は、非常に広大な領域を伝播するわけであるから、その全体像を実際に目で見ることはできない。しかし、CGならそれも可能であり、こういう観点から、時空間方向に自由度をもつ可視化システムの開発をめざす。

第2編では、津波被害軽減システムについて考察する。ここでは、とくに情報の量と質という観点から津波による被害を軽減する方法として、津波の伝播特性と危険度を明らかにし、それを住民に提供することを考える。そのための、津波伝播特性と危険度の評価の方法について考察する。

第6章では、近地津波の伝播特性と危険度の評価について考察する。例として、東海・南海エリアをとりあげ、想定津波モデルの設定方法、伝播特性の求め方、危険度の評価に必要な地震発生確率の求め方などを詳細に説明する。その際、とくに津波を発生させる巨大地震の発生確率については、従来は時間的な確率しか求められていなかったが、位置と大きさについても確率的に表現する方法を示す。

第7章では、遠地津波の伝播特性と危険度の評価について考察する。遠地津波を発生させる環太平洋地震帯上の地震の特性はわが国におけるほど明らかになっていない場合が多いので、近地津波の場合のように想定断層モデルや巨大地震の発生確率を求めることはできないが、わかっている範囲内で評価するように努めることにする。

参考文献

- 河田恵昭(1995)：都市大災害，近未来社，233p.
 後藤智明・佐藤一央(1993)：三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発，港湾技術研究所報告，第32巻，第2号，pp.3-44.
 首藤伸夫(1986)：津波と防災，土木学会論文集，第369号，pp.1-11.
 渡辺偉夫(1998)：日本被害津波総覧，第2版，東京大学出版会，238p.

第I編

津波数値解析方法に関する研究

津波による被害軽減策を考えるとき、まず、起こりうる津波の挙動を予測しなければならない。現在では、数値シミュレーションによる方法が主流となっているが、その信頼性について常に明らかにしておく必要がある。すなわち、現在の技術レベルで津波の挙動をどこまで明らかにすることができるのかをはっきりさせておく必要がある。そこで、第1編では津波数値解析方法について考察していくことにする。

第1章 近地津波の数値計算方法

1.1 従来の研究のレビュー

現在のようにスタaggerドメッシュのリープフロッグ差分法を用いて津波の数値計算が行われるようになったのは、相田 (1974) からである。その後、後藤・小川 (1982) が境界条件の設定法や領域の接続方法など詳細な津波数値計算法を示した。現在になっても、差分法による津波の基本的な数値計算方法はこれらの論文に準拠していると言ってよい。

本章では、これらの計算方法を整理し、さらにその後新しく提案された境界条件などを付け加えながら、近地津波の数値計算方法を説明する。

1.2 基礎方程式

近地津波の数値計算では、対象とする計算領域の水深に応じて、線形長波理論と非線形長波理論を使い分けている。

1.2.1 線形長波理論

水深の大きい波源域から水深 50m ぐらいのところまでは、線形長波理論式が用いられる。線形長波理論式は、次式のように表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (1.3)$$

ここに、 x, y : 空間座標, t : 時間座標, η : 水位変動, h : 静水深, g : 重力加速度, M, N : x, y 方向の線流量である。

1.2.2 非線形長波理論

海岸近くの浅いところでは、線形長波理論に移流項と摩擦項を加えた非線形長波理論を用いる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{f}{D^2} MQ = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{f}{D^2} NQ = 0 \quad (1.6)$$

ここに, $D = h + \eta$, f : 運動量損失および底面摩擦の合算係数, $Q = \sqrt{M^2 + N^2}$ である.

1.3 差分式

空間方向の離散化には水位と流量フラックスの計算点を半メッシュずつずらしたスタッガードメッシュを採用し, 時間方向の離散化にはリープフロッグ法を用いることにすると, 線形長波理論および非線形長波理論の差分式は, それぞれ以下になる.

1.3.1 線形長波理論

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}) \quad (1.7)$$

$$M_{i+1/2,j}^{k+3/2} = M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - gh_{i+1/2,j} \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i+1,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}) \quad (1.8)$$

$$N_{i,j+1/2}^{k+3/2} = N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - gh_{i,j+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta y} (\eta_{i,j+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}) \quad (1.9)$$

ここに, 上添字は時間を, 下添字は空間メッシュ番号を表す.

1.3.2 非線形長波理論の差分式

移流項には1次風上差分を, 摩擦項には陰的な差分を用いると, 以下のようにになる.

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}) \quad (1.10)$$

1.3. 差分式

$$\begin{aligned} M_{i+1/2,j}^{k+3/2} = & \frac{1}{1 + a_{i+1/2,j}^{k+1/2}} M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - gD_{i+1/2,j}^{k+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i+1,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}) \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left[\left\{ \frac{(M_{i+3/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i+3/2,j}^{k+1/2}} - \frac{(M_{i-1/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i-1/2,j}^{k+1/2}} \right\} \right. \\ & \left. + \operatorname{sgn}(M_{i+1/2,j}^{k+1/2}) \left\{ \frac{(M_{i+3/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i+3/2,j}^{k+1/2}} - 2 \frac{(M_{i+1/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i+1/2,j}^{k+1/2}} + \frac{(M_{i-1/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i-1/2,j}^{k+1/2}} \right\} \right] \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta y} \left[\left\{ \frac{M_{i+1/2,j+1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}} - \frac{M_{i+1/2,j-1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}} \right\} \right. \\ & \left. + \operatorname{sgn}(N_{i+1/2,j}^{k+1/2}) \left\{ \frac{M_{i+1/2,j+1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}} - 2 \frac{M_{i+1/2,j}^{k+1/2} N_{i+1/2,j}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j}^{k+1/2}} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{M_{i+1/2,j-1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}} \right\} \right] \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} N_{i,j+1/2}^{k+3/2} = & \frac{1}{1 + b_{i,j+1/2}^{k+1/2}} N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - gD_{i,j+1/2}^{k+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta y} (\eta_{i,j+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}) \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left[\left\{ \frac{M_{i+1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i+1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i+1,j+1/2}^{k+1/2}} - \frac{M_{i-1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i-1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i-1,j+1/2}^{k+1/2}} \right\} \right. \\ & \left. + \operatorname{sgn}(M_{i,j+1/2}^{k+1/2}) \left\{ \frac{M_{i+1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i+1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i+1,j+1/2}^{k+1/2}} - 2 \frac{M_{i,j+1/2}^{k+1/2} N_{i,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i,j+1/2}^{k+1/2}} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{M_{i-1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i-1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i-1,j+1/2}^{k+1/2}} \right\} \right] \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta y} \left[\left\{ \frac{(N_{i,j+3/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j+3/2}^{k+1/2}} - \frac{(N_{i,j-1/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j-1/2}^{k+1/2}} \right\} \right. \\ & \left. + \operatorname{sgn}(N_{i,j+1/2}^{k+1/2}) \left\{ \frac{(N_{i,j+3/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j+3/2}^{k+1/2}} - 2 \frac{(N_{i,j+1/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j+1/2}^{k+1/2}} + \frac{(N_{i,j-1/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j-1/2}^{k+1/2}} \right\} \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

ここに,

$$a_{i+1/2,j}^{k+1/2} = \frac{1}{2} \frac{f}{(D_{i+1/2,j}^{k+1/2})^2} Q_{i+1/2,j}^{k+1/2} \quad (1.13)$$

$$b_{i,j+1/2}^{k+1/2} = \frac{1}{2} \frac{f}{(D_{i,j+1/2}^{k+1/2})^2} Q_{i,j+1/2}^{k+1/2} \quad (1.14)$$

であり, $\operatorname{sgn}(F)$ は, $F \geq 0$ のとき 1, $F < 0$ のとき -1 となる符号記号である.

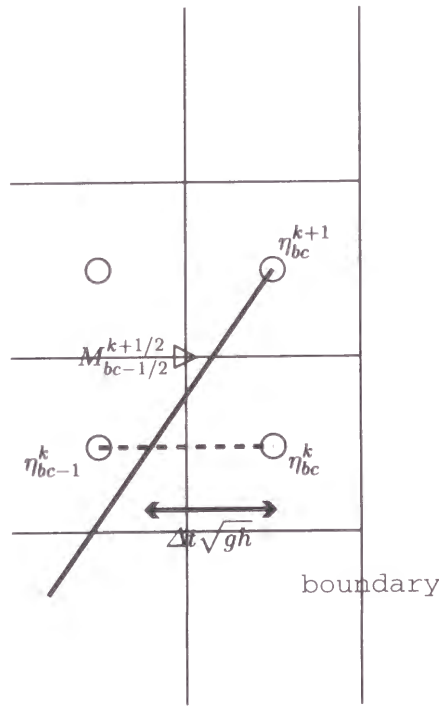


図 1.1: 開境界条件の記号の説明

1.4 初期条件

初期条件としては、地震の断層パラメータから Mansinha・Smylie(1971)の方法を用いて計算した海底地盤変動量の鉛直成分を、そのまま海面上の水位変動として与え、津波の初期波形とする。海底地盤変動量を海面上に与える際には、変動全体が瞬時に完了するものとしても実用上は問題ないことが知られている (Aida, 1969)。

1.5 開境界条件

開境界条件については人工的な反射波が発生するためその処理に注意する必要がある。ここでは、特性曲線法を用いる方法と仮想固定壁境界を用いる方法とを取り上げる。

1.5.1 特性曲線法による開境界条件

特性曲線法を用いた開境界条件は、境界の水位 η_{bc}^{k+1} を特性曲線を用いて内挿によって求める方法である。

$$\eta_{bc}^{k+1} = \frac{1}{\Delta x} \left[\Delta t \sqrt{gh} \eta_{bc-1}^k + (\Delta x - \Delta t \sqrt{gh}) \eta_{bc}^k \right] \quad (1.15)$$

1.5.2 日野 (1987) の無反射境界条件

日野 (1987) は、境界に仮想的に固定壁を置き重複波を生じさせ、その半分の波を自由透過させればよいことを考えた。その考え方は日野 (1987) に詳しいので、ここでは省略して結果だけを以下にあげる。

$$\eta_{bc}^{k+1} = \frac{1}{2} \left[\eta_{bc}^k + \frac{\Delta t}{\Delta x} M_{bc-1/2}^{k+1/2} \right] \quad (1.16)$$

1.5.3 開境界条件の適用性の検討

開境界条件の適用性を検討するために、 $\Delta x = \Delta y = 1,000\text{m}$ 、一様水深 $1,000\text{m}$ 、 100×100 メッシュの領域で、4 端がすべて開境界である場合の点波源からの自由進行波の伝播計算を行った。点波源の水位は 2m に設定した。図 1.2 に計算結果を示す。(a) の正解は、 200×200 メッシュの領域を計算して、 100×100 メッシュの部分だけを表示した。これを見ると、特性曲線法および日野 (1987) の方法とも境界で若干の反射が生じている。誤差の平均値は、(b) の特性曲線法が 0.06% 、(c) の日野 (1987) の方法が 0.01% である。これから、境界で生じる反射波による誤差は、計算結果に影響を及ぼすほどの大きさではないので、津波伝播特性を求める数値計算では、これらの境界条件で十分であると判断できる。本研究では、実際問題への適用にあたって、日野 (1987) の方法を用いている。

1.6 領域の接続

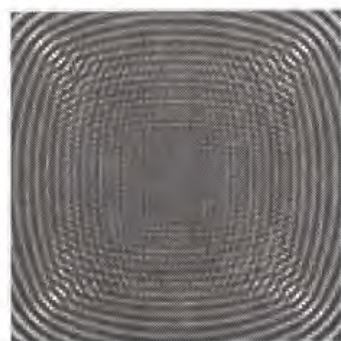
津波の波源域は広いので、それを覆うためには計算領域として大変広い領域をとる必要がある。さらに、波源域で発生した津波が広範囲に伝播して行くわけであるから、非常に広大な計算領域をとる必要がある。したがって、計算容量、計算時間などの制約から計算格子間隔を粗くとらざるを得ない。しかし、それでは沿岸部の津波を評価するのに不十分であるから、通常は外洋では計算格子間隔を粗くとり、沿岸部に近づくにつれて、徐々に小さくしていく。その際に重要となるのが、領域の接続の問題である。

1.6.1 水位の線形内挿による方法

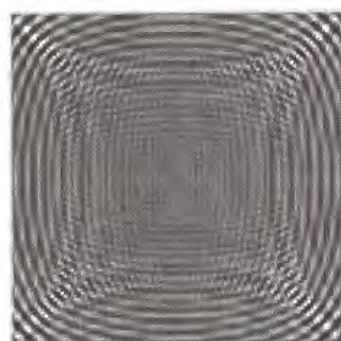
領域の境界における線流量を求めるには、領域の 1 つ外側の格子点における水位がわかっているればよい。そこで、接続部で線形内挿によってその水位を求めておいて、次のステップの運動式の差分式で線流量を計算させる方法である。

1.6.2 後藤・小川 (1982) の方法

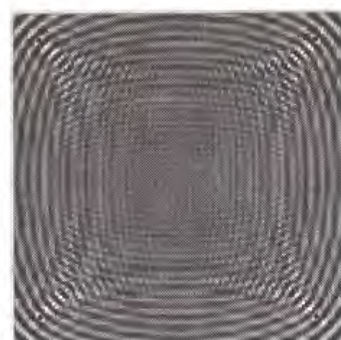
後藤・小川 (1982) の領域接続の方法は、大格子領域で計算された流量を補間して小領域に与え、小格子領域で計算された水位のうち大格子領域の中心に相当する位置の値をそのまま大格子に与える。2 分割のように両者の位置が一致しない場合は線形補間により与える。大領域は、水



(a) 正解



(b) 特性曲線法



(c) 日野 (1987) の無反射境界条件

図 1.2: 開境界条件の適用性の検討

位の結合上、境界よりも小領域側に格子を1つ多く取る。また、小領域についても、境界上の流量が定義されない場合が生じるので、境界よりも大領域側に格子を1つ多く取る。

1.6.3 計算を連続して行わない場合

広領域から得られる境界点での水位は、沿岸へ入射する成分と沿岸からの反射波成分を含んでいる。そのままの水位を強制的に与えると、陸側の地形（計算格子間隔および水深）が異なった場合には、陸からの反射波が広領域での計算のときと変わってくるため、沖側境界付近では物理的に意味のない振動が発生する。この現象を避けるためには、広領域での計算時に沖側境界点での水位変動を、線形長波理論の特性曲線法あるいは日野 (1987) の無反射境界条件により入射波成分と反射波成分に分離する。そして、狭領域での計算の際には、このうちの入射波成分のみを与え、狭領域の計算で生じる陸からの反射波は沖側境界を自由透過させるという方法を用いる。

1.6.4 領域接続方法の適用性の検討

領域の接続方法の適用性を検討するために、広領域では $\Delta x = \Delta y = 300\text{m}$ 、一様水深 100m 、 100×10 メッシュの領域、狭領域では $\Delta x = \Delta y = 100\text{m}$ 、一様水深 100m 、 300×30 メッシュの領域で、広領域の端から振幅 1m 、周期 300sec の \sin 波を入射させて伝播計算を行った。1.3 に計算結果を示す。

図は、右半分が広領域、左半分が狭領域で、中央が接続境界である。水位の線形内挿による方法、後藤・小川 (1982) の方法とともに境界付近で目立った波形の乱れもなく、接続がうまくいっていることを示している。本研究の数値計算では、取り扱いの簡単な水位の線形内挿による方法を使用している。

1.7 国土数値情報を利用した近地津波数値モデル

1995 年阪神・淡路大震災後、防災計画の見直しが行われているが、その際に津波の防災対策についても再度検討されるケースが多くなってきた。三陸や南海道といった津波常襲地帯では、津波の数値解析に必要なメッシュ化がすでにされている場合が多いが、その他の地域では水深データからメッシュ分割を新たにしなければならない。

ところで、陸上においては、国土地理院が標準地域メッシュ・コードに沿って標高データを CD-ROM 化して発行している。海の水深データは海上保安庁の管轄であるが、メッシュ化される場合には、当然この標準地域メッシュ・コードに沿ってメッシュ化される可能性が高い。また、陸上への遡上・氾濫まで含めて津波数値解析する場合には、すでに標準地域メッシュ・コードに沿って地盤高データがそろっているため、海についてもこのコードに沿ってメッシュ化の方が汎用性が高いと考えられる。

ここでは、近地津波モデルの適用性の検討も兼ねて、国土数値情報を利用したメッシュ分割の方法、さらに領域接続の標準化について検討を行う。

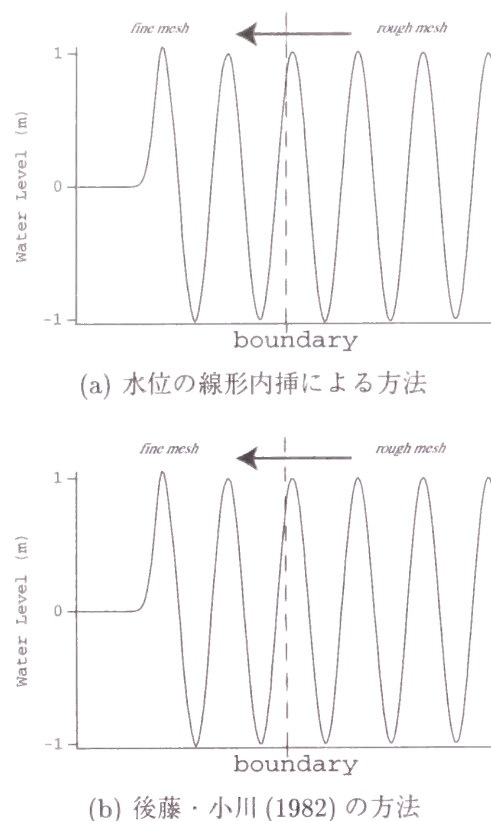


図 1.3: 領域接続方法の適用性の検討

1.7.1 標準地域メッシュ

全国的な規模で数値地図情報を整備する場合、「標準地域メッシュ」が広く採用されている。これは、一定間隔の緯経線によって地域を分割する方法の1つであり、次の1)～3)に示す階層的な地域区画で全国が分割できようになっている（建設省国土地理院，1992）。

1) 第1次地域区画

全国の地域を1度毎の経線と3分の2度（40'）毎の緯線によって、縦横に分割して第1次地域区画（国土地理院発行の縮尺1/200,000地勢図の区画に相当する範囲）が作られている。

第1次地域区画の地域メッシュ・コードは、区画南端の緯度を1.5倍した2桁の数字と、西端緯度から100を引いた2桁の数字とを緯度、経度の順に組み合わせた4桁の数字として定義されている。図1.4で4933などと書いてある区画が第1次地域区画の地域メッシュ・コードである。

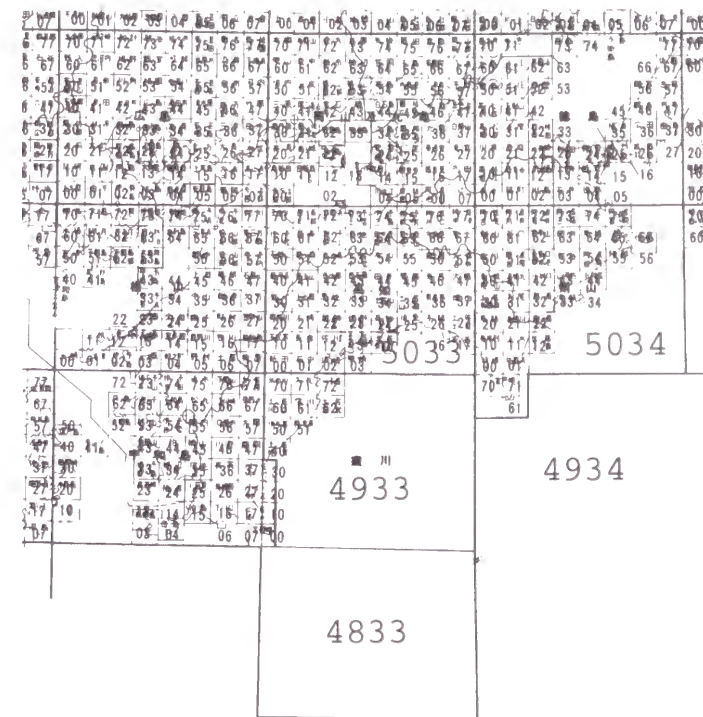


図 1.4: 標準地域メッシュ・コード一覧図（日本地図センター発行より引用）

2) 第2次地域区画

第1次地域区画の縦横をそれぞれ8等分して第2次地域区画（国土地理院発行の縮尺1/25,000地形図の区画に相当する範囲）が作られている。第2次地域区画の地域メッシュ・コードは、第1次地域区画を8等分した区画に、経線方向については南から、緯線方向については西から、それぞれ0から7までの数値を付け、これを緯線方向、経線方向の順に組み合わせた2桁の数字として定義されている。図1.4で第1次地域区画を8等分された区画の中に書いてある数字が第2次地域区画の地域メッシュ・コードである。

3) 第3次地域区画

第3次地域区画の縦横をそれぞれ10等分して、第3次地域区画（ほぼ1平方km）が作られている。第3次地域区画の地域メッシュ・コードは、10等分した区画に、経線方向については南から、緯線方向については西から0から9までの数値を付け、これを緯線方向、経線方向の順に組み合わせた2桁の数字として定義されている。また、第3次地域区画は「基準地域メッシュ」とも呼ばれており、国勢調査等全国的なメッシュ情報の多くは、この区画毎の情報として記録されている。なお、図1.4には第3次地域区画の地域メッシュ・コードは載っていない。

以上に説明した標準地域メッシュおよびそのコード体系は、「統計に用いる標準地域メッシュ及び標準地域メッシュ・コード」として行政管理庁告示によって定められているものであり、この

方式はJISにも採用されている。

1.7.2 津波数値解析のための標準メッシュ分割方法

国土地理院によってCD-ROM化されている標高データは、第3次地域区画ごとのいわゆる1kmメッシュデータ、第3次地域区画を4等分した250mメッシュデータおよび第3次地域区画を20等分した50mメッシュデータである。海についてもこのメッシュに合わせて領域分割することを考える。

図1.4を例にして、メッシュ分割する方法を説明する。陸地が含まれていない第1次地域区画（たとえば、4833）は1kmメッシュを用いることにする。したがって、図1.4では4833しか1kmメッシュにはならないが、もっと沖合の第1次地域区画はほとんど1kmメッシュになる。メッシュ数が多すぎるようなら、沖合では1kmメッシュの整数倍のメッシュを採用してもよい。

逆に、陸地が含まれている第1次地域区画（たとえば、4933）は250mメッシュを用いることにする。したがって、陸地に近いところにある第1次地域区画は250mメッシュで分割されることになる。

さらに、陸地が含まれる第2次地域区画は50mメッシュを用いることにする。図1.4で言えば、小さな2桁の数字が書いてある第2次地域区画はすべて陸地を含んであるので、これらの区画は50mメッシュで分割されることになる。

1.7.3 高知県土佐市宇佐への適用例

高知県土佐市宇佐の津波数値解析を行う場合を例にして、メッシュ分割の方法を具体的に説明する。宇佐は、高知付近の拡大図である図1.5において、503313という2次メッシュ・コードをもつ第2次地域区画に含まれる。少し見づらいが、その第2次地域区画には「土佐高岡」と書いてある。まず、50mメッシュにする領域から考える。宇佐を対象とする場合には、この503313という第2次地域区画を50mメッシュ化することはもちろんであるが、503302, 03, 12, 13, 14, 24という周辺の第2次地域区画も含めて50mメッシュにすることにする。なお、他の陸地が含まれる第2次地域区画はメッシュ数が多くなるので50mメッシュにはしないでおく。次に、250mメッシュにする領域は、4933, 5033という2つの第1次地域区画である。そして、他の第1次地域区画は1kmメッシュを採用する。

1.7.4 領域の接続と開境界条件

近地津波モデルで大きさの異なるメッシュを用いる際に、もっとも手続きが面倒なのが領域の接続の問題である。標準地域メッシュ・コードに従って領域分割したのも、この手続きを自動化しなかったからである。通常、同じ大きさのメッシュからなる計算領域は1つの長方形領域とするが、ここではそうしないで区画ごとに計算し、区画と区画で領域の接続をする方法を採用する。このようにすると一見複雑そうに見えるが、実は計算容量も節約できて効率的になることを以下に説明する。

異なる大きさのメッシュをもつ領域の接続方法から説明する。接続方法としては、水位の線形内挿の方法を採用する。この方法では、計算領域の1つ外側のメッシュの水位を他の領域のメッ

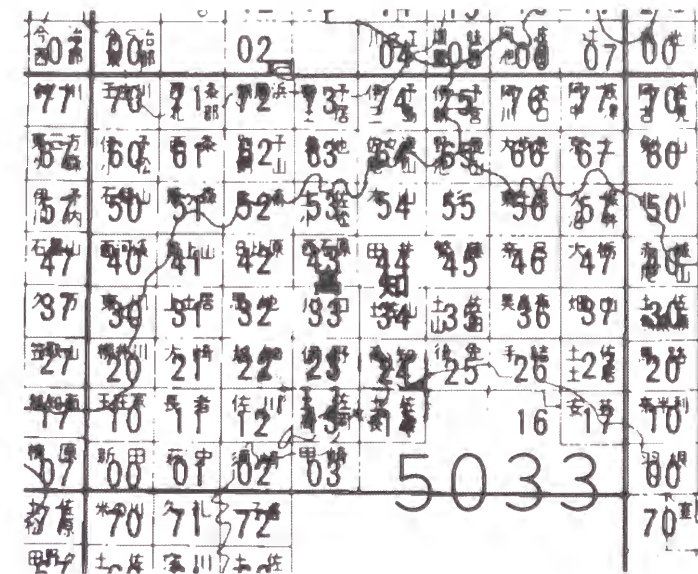


図 1.5: 高知付近の拡大図（日本地図センター発行より引用）

シュの線形内挿で決めればよいのであった。異なる大きさのメッシュの場合はこのように線形内挿で求めればよい。同じ大きさのメッシュの場合は、計算領域の1つ外側のメッシュには、となりの領域の一番端のメッシュの水位を与えればよい。さらに、開境界条件として日野(1987)の方法を採用すると、この方法では境界の水位が与えられるから、これを計算領域の1つ外側のメッシュに与えればよい。このように見てみると、それぞれの領域の境界は、開境界、同じ大きさのメッシュをもつ領域、および異なる大きさのメッシュをもつ領域の3つのパターンのどれかになることがわかる。したがって、計算領域の1つ外側のメッシュにそれぞれに適した方法で水位を与えれば、領域の接続と開境界条件の処理が1度に行えて、プログラミングをする上で大変見通しがよいことがわかる。

1.7.5 モデルの適用性の検討

高知県の須崎、宇佐、浦戸および高知に、この国土数値情報を利用した近地津波モデルを適用して、その適用性を検討してみる。断層モデルは1946年南海津波、1854年安政津波とも相田モデル(1981)を用いる。数値計算結果を羽鳥(1978)の観測値と比較したものが、図1.6および図1.7である。1946年南海津波については、宇佐で0.8m、浦戸で1m程度差がある他は、ほぼ再現できている。また、1854年安政津波では宇佐で3.5m程度の差がある他は、再現できている。とくに、1854年安政津波において、宇佐で3.5mもの差ができてしまったのは、当時と現在の地形が大きく異なるためであると考えられる。

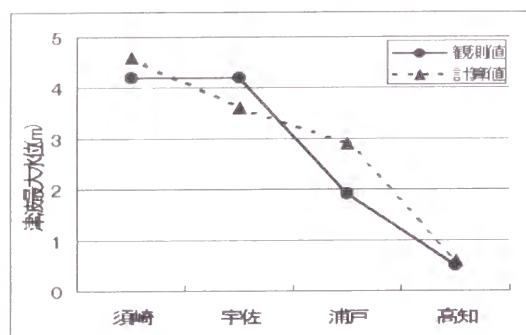


図 1.6: 1946 年南海津波の観測値と計算結果の比較

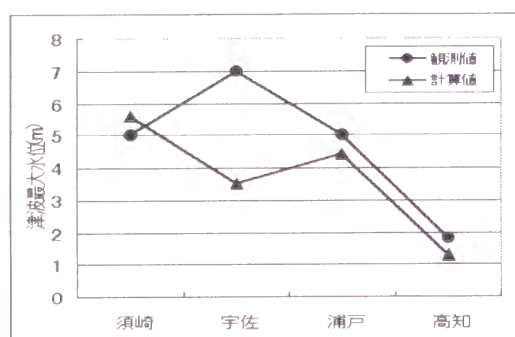


図 1.7: 1854 年安政津波の観測値と計算結果の比較

1.8 結 語

本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

1) 開境界条件に関する検討を行った結果、特性曲線法による方法および日野 (1987) の無反射境界条件ともに境界での反射波を完全になくすことはできなかった。しかし、誤差の平均値は、特性曲線法による方法が 0.06%，日野 (1987) の方法が 0.01% である。したがって、実用上の数値解析ではその影響は無視できるほど小さいと言える。

2) 領域の接続方法について、水位の線形内挿による方法と後藤・小川 (1982) の方法の 2 つの方法に対して検討を加えた。その結果、両方法ともに境界で目立った乱れは起こらず、またどちらの方法を用いても大差なかった。

3) 国土数値情報を利用した近地津波数値モデルを構築した。従来、比較的面倒であった領域の接続の手続きを、標準地域メッシュ・コードを用いることで自動的に接続できるようにした。また、従来は同じ大きさのメッシュに対しては長方形領域をとっていたが、地域区画ごとに計算し

てそれぞれを接続することで計算容量と計算時間を減らすことができることがわかった。

参考文献

- 相田 勇 (1974)：地震の断層モデルによる津波の数値実験，地震 2，第 27 巻，pp.141-154。
 相田 勇 (1981)：南海道沖の津波の数値実験，東京大学地震研究所彙報，Vol.56，pp.713-730。
 建設省国土地理院 (1992)：数値地図ユーザズガイド，468p。
 後藤智明・小川由信 (1982)：Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法，東北大学工学部土木工学科資料，52p。
 羽鳥徳太郎 (1978)：高知・徳島における慶長・宝永・安政南海道津波の記念碑－1946 年南海道津波の挙動との比較－，東京大学地震研究所彙報，Vol.53，pp.423-445。
 日野幹雄 (1987)：開放境界における波の無反射透過条件の極めて簡単な計算スキームの提案，東京工業大学土木工学科研究報告，No.38，pp.33-37。
 Aida,I.(1969)：Numerical experiments for tsunamis caused by moving deformation of the sea bottom, Bull.Earthq.Res.Inst., Vol.47, pp.849-862。
 Mansinha,L. and D.E.Smylie(1971)：The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440。

第2章 遠地津波の数値計算方法

2.1 従来の研究のレビュー

太平洋を伝播する遠地津波の数値計算は、今村ら (1986)、後藤ら (1988) によって本格的に始められた。そこでは、まず、遠地津波の支配方程式と計算格子間隔の詳細な検討が行われた。支配方程式についてはコリオリ力を考慮した線形 Boussinesq 理論が必要とされ、所要の精度を得るための計算格子間隔が明らかにされた。また、わが国沿岸部に来襲する遠地津波は永野ら (1989) によって検討されている。そこでは、外洋伝播計算の計算結果を浅海域計算の外海境界条件としている。これまでは、計算容量の制限から接続計算をしなければならなかったが、現在の計算機環境では外洋から沿岸部まで一度に数値計算することが可能である。

本章では、まず、遠地津波の数値モデルである太平洋全域モデルを構築する。つぎに、太平洋全域モデルと近地津波モデルの結合モデルを構築する。その後、それらの適用性について検討する。

2.2 基礎方程式

太平洋を伝播する津波を扱うには、近地津波で通常用いられる直交座標系に代わって球面座標系（地球座標系）を採用する必要がある。後藤ら (1988) は遠地津波に対する支配方程式の検討を行い、線形圧力項の他に波数分散項およびコリオリ力の項が重要かつ不可欠であると結論づけている。したがって、遠地津波の基礎方程式としては、以下のような地球座標系のコリオリ力を考慮した線形 Boussinesq 方程式を用いる必要がある。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \theta} \frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{1}{R} \frac{\partial N}{\partial \theta} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{gh}{R \cos \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} = fN + \frac{1}{R \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{h^3}{3} F \right] \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{gh}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} = -fM + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{h^3}{3} F \right] \quad (2.3)$$

ただし、

$$F = \frac{1}{R \cos \theta} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial \lambda} + \frac{\partial^2}{\partial t \partial \theta} (v \cos \theta) \right] \quad (2.4)$$

$$u = \frac{M}{\eta + h}, \quad v = \frac{N}{\eta + h} \quad (2.5)$$

ここに、 λ, θ ：経度，緯度， η ：水位変動， M, N ： λ, θ 方向の流量フラックス， h ：静水深， g ：重力加速度， f ：コリオリ係数， R ：地球の半径である。

2.3 差分式

上で得られた基礎方程式を差分化するには、空間方向の離散化には水位と流量フラックスの計算点を半メッシュずつずらしたスタッガードメッシュを採用し、時間方向の離散化にはリープフロッグ法を用いることにする。しかし、上の運動方程式には未知数が2つ以上含まれているため、陰解法を用いる必要がある。一般に、陰解法は安定性は高いが計算容量や計算時間がかかるため、太平洋全域を対象とするような極めて広い範囲を数値計算する場合には向いていない計算方法である。

そこで、差分近似により生じる数値誤差（ここでは数値分散性）を利用して、低次近似ながら高次近似と同等の解を得る方法を用いることにより、短い時間で数値計算を行うことを考える。後藤ら (1988) は、数値計算の打ち切り誤差に起因する数値分散性と物理分散効果が同程度となる条件を用いれば、比較的簡単な計算ですむ線形長波理論を用いても、実用上問題のない結果が得られることを明らかにしている。したがって、ここでも線形長波理論を用いることにし、それを以下に表す。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \theta} \frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{1}{R} \frac{\partial N}{\partial \theta} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{gh}{R \cos \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} = fN \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{gh}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} = -fM \quad (2.8)$$

さらに、式 (2.6) ~ (2.8) の差分式は以下ようになる。

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{R \cos \theta_j \Delta \lambda} (M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2}) - \frac{\Delta t}{R \Delta \theta} (N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}) \quad (2.9)$$

$$M_{i+1/2,j}^{k+3/2} = M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - \frac{gh_{i+1/2,j} \Delta t}{R \cos \theta_j \Delta \lambda} (\eta_{i+1,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}) + f(N_{i,j-1/2}^{k+1/2} + N_{i+1,j-1/2}^{k+1/2} + N_{i,j+1/2}^{k+1/2} + N_{i+1,j+1/2}^{k+1/2})/4.0 \quad (2.10)$$

$$N_{i,j+1/2}^{k+3/2} = N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - \frac{gh_{i,j+1/2} \Delta t}{R \Delta \theta} (\eta_{i,j+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}) - f(M_{i-1/2,j}^{k+1/2} + M_{i+1/2,j}^{k+1/2} + M_{i-1/2,j+1}^{k+1/2} + M_{i+1/2,j+1}^{k+1/2})/4.0 \quad (2.11)$$

ここに、上添字は時間を、下添字は空間メッシュ番号を表す。

2.4 初期条件・境界条件

初期条件としては、地震の断層パラメータから Mansinha and Smylie(1971) の方法を用いて計算した海底地盤変動量の鉛直成分を、そのまま海面上の水位変動として与え、津波の初期波形とする。

陸地との境界では、津波が完全反射するものとして、境界面に垂直な流量フラックスを0とする。また、計算領域と接する外海との境界では、日野 (1987) の無反射境界条件を用いることにする。

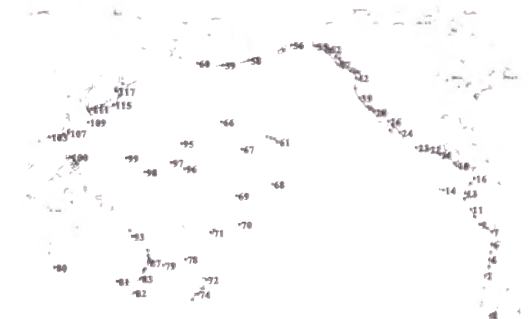


図 2.1: 1960 年チリ地震津波の潮位観測所の位置

表 2.1: 1960 年チリ地震の断層パラメータ

Length	Width	Depth	Strike of the fault	Dip Angle	Dislocation	Slip Angle
800km	200km	53km	N10E(deg)	10 °	24m	90 °

2.5 太平洋全域モデルの適用性

太平洋を伝播する津波の数値計算は、太平洋全域モデル（河田ら, 1997,1998）を用いて行った。太平洋全域モデルの計算格子間隔は、計算容量の制限からせいぜい $5' = \text{約 } 10\text{km}$ 程度までしか小さくすることができない。この場合、計算される津波の伝播特性は真値とは当然異なるが、どのくらい違っているのかをあらかじめ知っておく必要がある。ここでは、1960 年チリ地震津波を数値計算で再現し、Berkman・Symons(1960) による検潮記録と比較することによって、本モデルの適用性を検討する。なお、その検潮所の位置を図 2.1 に表した。

2.5.1 計算領域・格子間隔・時間間隔

まず、計算領域は図 2.2 のように、南緯 60 度から北緯 75 度、東経 90 度から西経 60 度で囲まれる長方形領域を取ることにした。そして、計算格子間隔と時間間隔は、今村ら (1990) の計算格子条件を参考にして、 $\Delta \lambda = \Delta \theta = 10'$ 、 $\Delta t = 20\text{sec}$ および $\Delta \lambda = \Delta \theta = 5'$ 、 $\Delta t = 10\text{sec}$ の場合を取り上げた。計算格子数は、 $\Delta \lambda = \Delta \theta = 10'$ の場合が 1260×810 、 $\Delta \lambda = \Delta \theta = 5'$ の場合が 2520×1620 になる。また、通常、海底が露出して計算が不安定になることがないように最小水深が設定される。海底が露出しないだけなら 10m でよいと考えられるが、格子の大きさが $5'$ および $10'$ と大きいので、10m, 50m, 100m のそれぞれの場合を考えた。なお、1960 年チリ地震津波の断層パラメータを表 2.1 に示した。

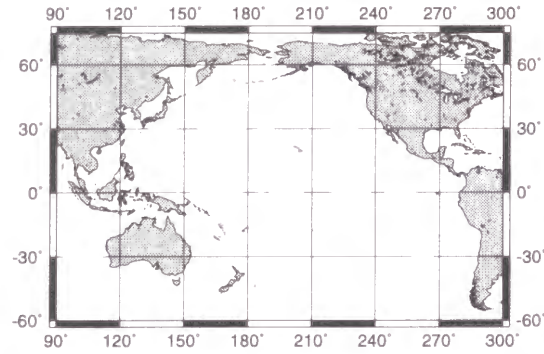


図 2.2: 太平洋全域モデルの計算領域

2.5.2 最大波高

図 2.3 に最大波高に関する数値計算結果と検潮記録の比較を示す。津波の数値モデルの再現性を評価するために、相田 (1977) により提案された評価指標 K (対数幾何平均) および κ (対数幾何標準偏差) を用いた。この方法は、ある地点の津波高の観測値と同地点での計算値を比較するもので、 K 値は全体として計算値を K 倍すれば観測値に一致するという指標であり、1 に近いほど良好な結果となる。また、 κ 値は計算値のばらつき度を示すもので、対数値で表した標準偏差に相当する量である。式で表すと次のようになる。

$$\log K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \log \left(\frac{R_i}{\eta_i} \right) \quad (2.12)$$

$$\log \kappa = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \log \left(\frac{R_i}{\eta_i} \right)^2 - (\log K)^2 \right\}} \quad (2.13)$$

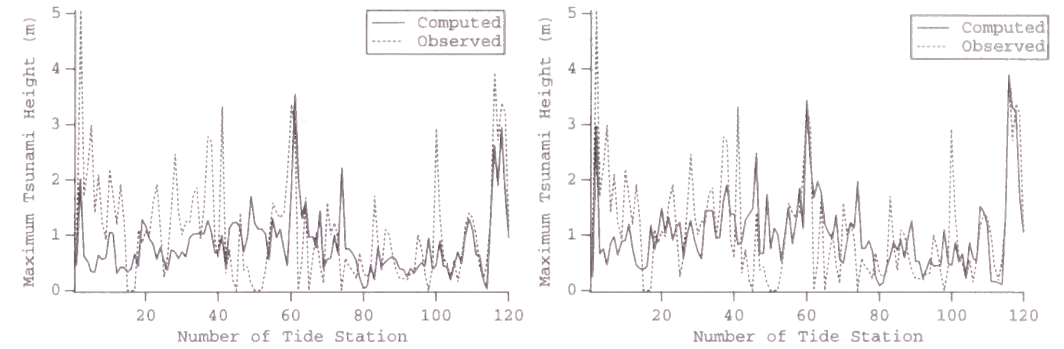
ここに、 η_i および R_i は、それぞれ各地点の計算水位および観測値である。

表 2.2 および表 2.3 に太平洋全域モデルにおける最大波高の K 値および κ 値を示した。これを見ると、南米はいずれも K 値が 2 以上であって、計算値が観測値よりもかなり小さいことがわかる。それでも、5' メッシュの方が、観測値に近い。このことから判断すると、南米のように津波の波源域に近いところでは、十分細かいメッシュで計算する必要があると考えられる。その他の地域では、 K 値はいずれも 0.77 ~ 1.76 の範囲にあって、比較的良好な一致を示している。また、10' メッシュと 5' メッシュの比較では、5' メッシュの方が適用性が高く、最小水深の比較では、100m の場合がもっともよい。

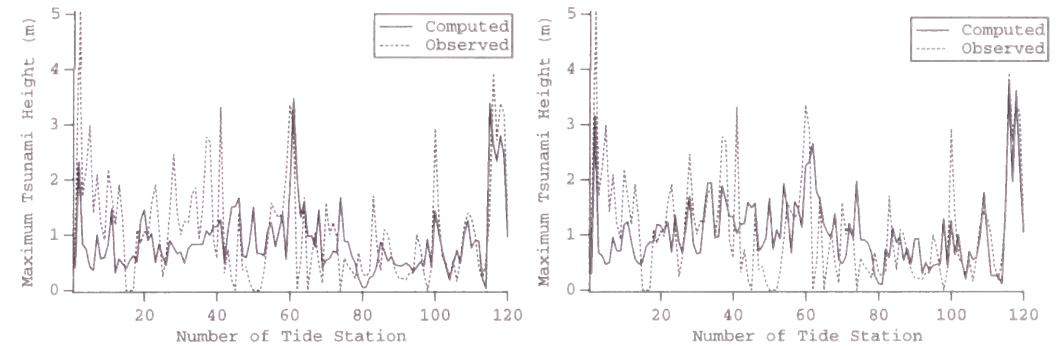
2.5.3 到達時間

図 2.4 に数値計算結果と検潮記録の比較を示す。また、これを見ると、アメリカ西海岸などでは、数時間も異なる場合もある。これは、太平洋全域モデルの格子の大きさでは細かい地形を十分に再現することができないため、湾が細長くて内部の水深が小さいところでは、湾の入り口か

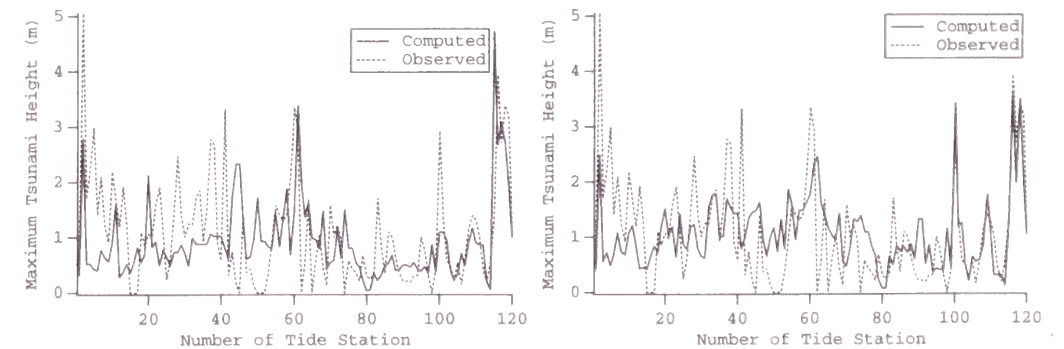
2.5. 太平洋全域モデルの適用性



(a) 最小水深 10m



(b) 最小水深 50m



(c) 最小水深 100m

図 2.3: 太平洋全域モデルの最大波高の再現性 (左: 10' メッシュ, 右: 5' メッシュ)

表 2.2: 太平洋全域モデル (10' メッシュ) における最大波高の K 値および κ 値

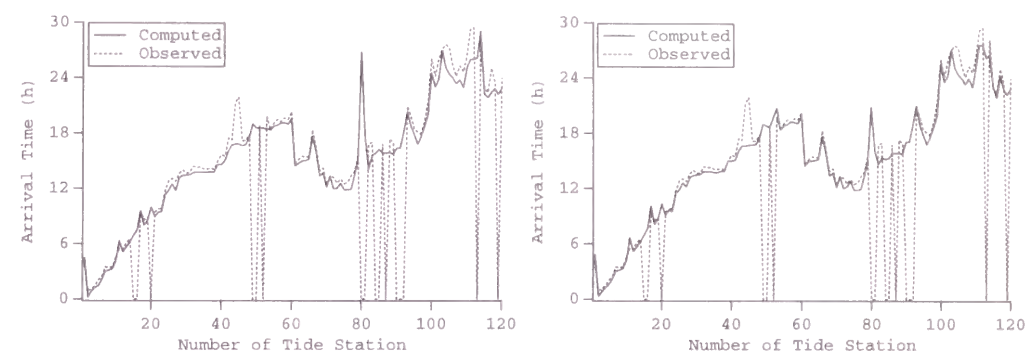
最小水深 Region	10m		50m		100m	
	K	κ	K	κ	K	κ
南 米	2.84	1.32	2.45	1.25	2.68	1.30
中 米	1.49	1.48	1.34	1.51	1.42	1.57
北 米	1.01	2.39	1.03	2.22	0.98	2.61
アラスカ・アリューシャン	1.47	1.57	1.34	1.33	1.22	1.41
ハワイ・ポリネシア	0.80	1.71	0.81	1.74	0.79	1.76
オーストラリア・ニュージーランド	1.47	5.23	1.16	2.18	1.20	2.33
ミクロネシア	1.31	1.22	1.28	1.22	1.42	1.19
フィリピン・台湾	1.24	1.91	1.01	1.42	1.02	1.56
日 本	1.55	2.25	1.29	2.24	1.76	9.26
太平洋全域モデル全体の平均	1.41	2.48	1.25	1.92	1.31	2.47

表 2.3: 太平洋全域モデル (5' メッシュ) における最大波高の K 値および κ 値

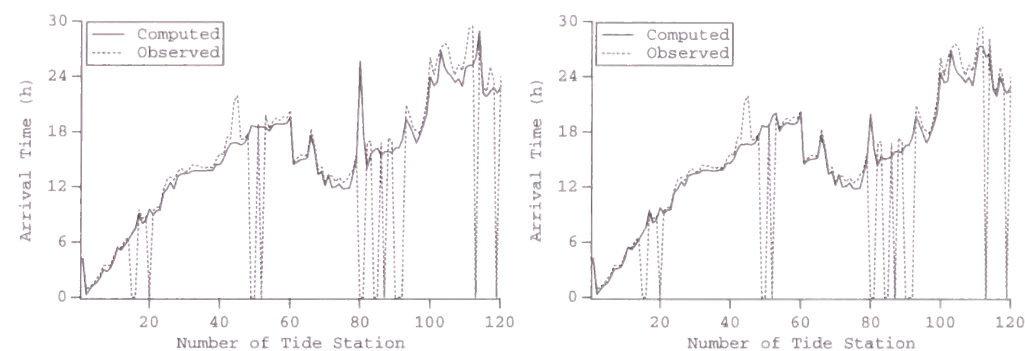
最小水深 Region	10m		50m		100m	
	K	κ	K	κ	K	κ
南 米	2.25	1.23	2.21	1.22	2.19	1.25
中 米	1.54	11.43	1.01	1.34	1.02	1.44
北 米	0.79	2.33	0.78	2.05	1.00	2.52
アラスカ・アリューシャン	1.06	1.12	1.00	1.38	0.96	1.24
ハワイ・ポリネシア	0.73	1.98	0.77	2.06	0.77	1.99
オーストラリア・ニュージーランド	0.84	1.64	0.81	1.78	0.75	2.29
ミクロネシア	1.23	1.27	1.28	1.25	1.36	1.23
フィリピン・台湾	1.01	1.92	1.64	6.84	0.81	1.24
日 本	1.57	1.56	1.39	1.41	1.34	1.37
太平洋全域モデル全体の平均	1.11	2.33	1.08	2.06	1.05	1.91

ら湾奥まで津波が到達するまで数時間も時間がかかる場合である。しかし、全体的に言えば、到達時間に関してはほぼ再現できているとみなせる。また、計算格子による違い、最小水深による違いもほとんどないと言ってよい。

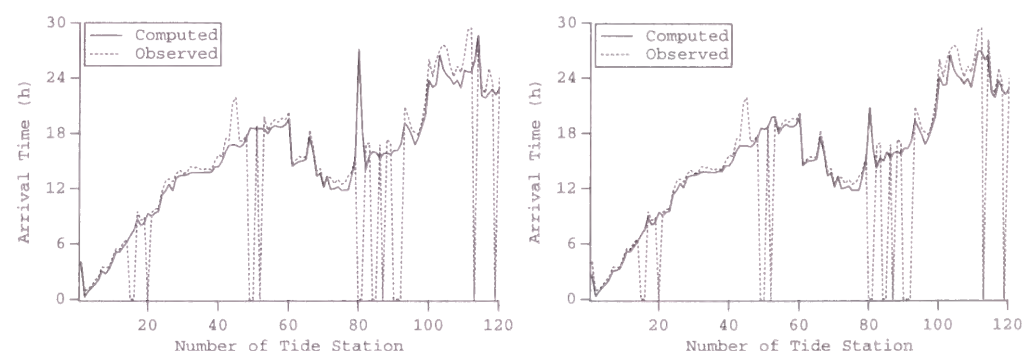
また、表 2.4 および表 2.5 に太平洋全域モデルにおける最大波高の K 値および κ 値を示した。 K 値はいずれも 1 に近く、結果が良好なことを示している。



(a) 最小水深 10m



(b) 最小水深 50m



(c) 最小水深 100m

図 2.4: 太平洋全域モデルの到達時間の再現性 (左: 10' メッシュ, 右: 5' メッシュ)

表 2.4: 太平洋全域モデル (10' メッシュ) における到達時間の K 値および κ 値

最小水深 Region	10m		50m		100m	
	K	κ	K	κ	K	κ
南 米	1.23	1.20	1.23	1.14	1.23	1.11
中 米	1.05	1.00	1.05	1.00	1.06	1.00
北 米	1.06	1.00	1.06	1.00	1.06	1.00
アラスカ・アリューシャン	1.03	1.00	1.03	1.00	1.03	1.00
ハワイ・ポリネシア	1.03	1.00	1.03	1.00	1.03	1.00
オーストラリア・ニュージーランド	1.07	1.00	1.08	1.00	1.08	1.00
ミクロネシア	1.05	1.00	1.05	1.00	1.05	1.00
フィリピン・台湾	1.06	1.00	1.07	1.00	1.07	1.00
日 本	1.06	1.00	1.07	1.00	1.08	1.00
太平洋全域モデル全体の平均	1.07	1.03	1.08	1.02	1.08	1.02

表 2.5: 太平洋全域モデル (5' メッシュ) における到達時間の K 値および κ 値

最小水深 Region	10m		50m		100m	
	K	κ	K	κ	K	κ
南 米	1.17	1.10	1.18	1.07	1.23	1.08
中 米	1.03	1.00	1.04	1.00	1.05	1.00
北 米	1.05	1.01	1.06	1.00	1.06	1.00
アラスカ・アリューシャン	1.01	1.00	1.02	1.00	1.02	1.00
ハワイ・ポリネシア	1.02	1.00	1.02	1.00	1.02	1.00
オーストラリア・ニュージーランド	1.06	1.00	1.08	1.00	1.08	1.00
ミクロネシア	1.05	1.00	1.05	1.00	1.05	1.00
フィリピン・台湾	1.05	1.00	1.06	1.00	1.07	1.00
日 本	1.04	1.00	1.05	1.00	1.06	1.00
太平洋全域モデル全体の平均	1.06	1.02	1.07	1.01	1.07	1.02

2.6 わが国沿岸部における太平洋全域モデルの適用性

わが国沿岸部に来襲する遠地津波を評価することが目的である場合、沿岸部の地形や浅水変形、湾の共振特性なども考慮して、本来なら湾の地形まで組み入れられる計算格子を用いる必要がある。しかし、わが国沿岸部の全域にわたって細かい計算格子を導入することは実際上不可能である。そこで、1960年チリ地震津波の太平洋全域モデルの計算格子 (5' メッシュ, 最小水深 100m) での計算結果とわが国沿岸部での観測値を比較することによって、その適用性を検討することにした。

わが国沿岸部の各地において、太平洋全域モデルの計算格子で計算された結果と観測値を比較してみた。その結果を図 2.5 に示す。計算値は東北日本で 2 ~ 3m, 西南日本で 1 ~ 2m である

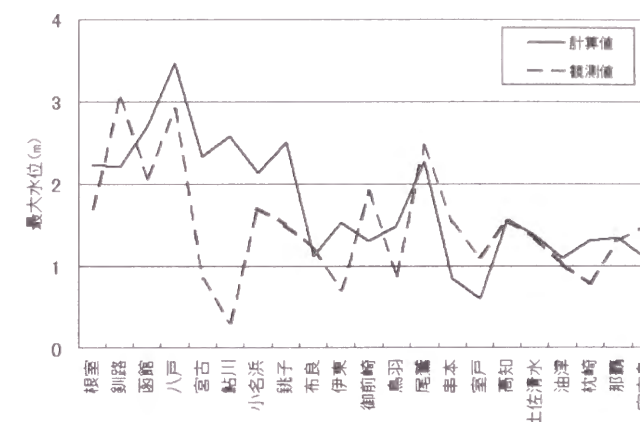


図 2.5: わが国沿岸部における計算結果と観測値の比較

が、これは観測値の全体的な傾向と一致している。図 2.5 の観測値はほとんど検潮所における値であるが、計算結果の方が大きいところもあれば、逆に小さいところもある。これは、湾の固有周期の影響などのためと考えられる。しかし、格子の大きさが約 10km ということを考えれば、十分再現できていると考えることができる。

2.7 太平洋全域モデルと近地津波モデルとの結合モデルの適用性

わが国沿岸部における遠地津波を地域を限定して評価する場合には、太平洋全域モデルと近地津波モデルの結合モデルを用いて、数値計算を行うことも考えられる。そこで、三重県尾鷲を対象として、1960年チリ地震津波の氾濫域までも含めた再現計算を行って、結合モデルの適用性を検討する。

2.7.1 計算領域および格子間隔

計算領域は太平洋全域モデルから 5 段階に領域を細分化していった。それぞれの領域の接続は広領域から狭領域への入射波だけでなく、狭領域から広領域への反射波も考慮して、一度に数値計算をする方法をとった。それぞれの計算格子の大きさは、10', 5', 1km, 250m, 50m である。計算時間間隔は、もっとも小さな領域でも計算が安定できるように 1sec にとった。基礎方程式としては、250m 以下の領域では非線形長波方程式を用いて、それ以外では線形長波方程式を用いた。

2.7.2 結果と考察

尾鷲における津波氾濫計算結果を痕跡値と比較したものを図 2.6 に示す。これをみると、氾濫計算結果の広がり方が痕跡値の広がりよりもいくぶん小さいが、最大遡上高という点で見ればは

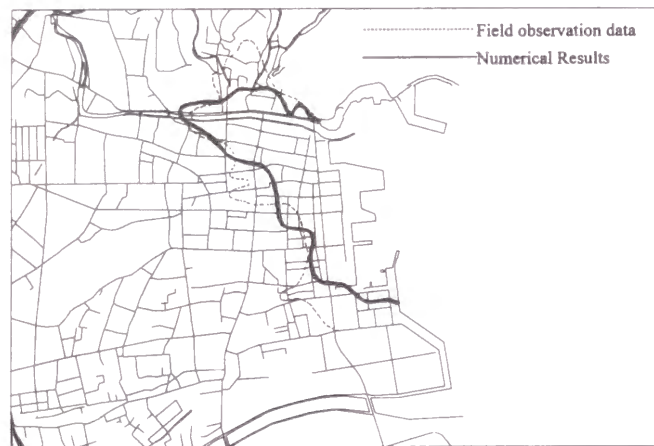


図 2.6: 三重県尾鷲の 1960 年チリ地震津波氾濫計算結果

表 2.6: 計算格子の大きさの違いによる最大水位の比較

格子の大きさ	10'	5'	1km	50m(完全反射)	50m(氾濫あり)	検潮所	痕跡値
津波最大水位 (m)	1.4	2.3	2.6	4.1	3.2	3.36	3.6

は再現できているとみなせる。

また、計算格子の大きさの違いによる最大水位の比較を表 2.6 に示す。これをみると、計算格子の大きさが細くなるほど観測値に近づいていくが、氾濫計算をせず陸上と海との境界で完全反射させた場合は、多少過大評価になってしまうことがわかる。しかし、非常に良好な一致を示しているとみなしてよいであろう。

2.8 結 語

本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

1) 遠地津波の数値モデルである太平洋全域モデルを構築した。モデルの適用性を検討するために、環太平洋沿岸の 120ヶ所の検潮記録と計算値の比較を行った。その際、計算格子間隔を 10' および 5'、また最小水深を 10m、50m および 100m と変えて、その影響も調べてみた。その結果、地域によって適切な格子間隔や最小水深にはばらつきがあり、その周辺の地形や湾の影響と考えられる。太平洋全域モデルを用いて伝播特性などを評価する際には、対象とする地域にとって適切なモデルを選択する必要がある。わが国沿岸部では、5' メッシュで最小水深 100m の場合がもっとも適用性が高いことがわかった。

2) つぎに、太平洋全域モデルのわが国沿岸部への適用性について、さらに詳しく検討すること

にした。わが国沿岸部にとって適切な格子間隔 5'、最小水深 100m で計算すると、北海道から沖縄までの太平洋沿岸部での全体的な傾向が、観測値と計算値ではほぼ一致する結果が得られた。また、一部の地域を除いては、値についてもほぼ一致することがわかった。このことから、太平洋全域モデルで数値計算を行っても、最大水位や到達時間など伝播特性を評価することができると言える。

3) さらに、太平洋全域モデルと近地津波モデルの結合モデルを構築するとともに、その適用性について検討した。あくまでも三重県尾鷲における 1960 年チリ地震津波の計算結果であるが、最大水位、遡上高については非常に良好な一致を示した。このことから、防災計画などに用いる氾濫予想図まで作成する場合には結合モデルを用いることが必要であるが、このモデルで十分評価できることがわかった。

参考文献

- 相田 勇 (1977): 三陸沖の古い津波のシミュレーション, 東京大学地震研究所彙報, Vol.52, pp.71-101.
- 今村文彦・後藤智明・首藤伸夫 (1986): 1964 年アラスカ津波の外洋伝播計算, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp.209-213.
- 今村文彦・首藤伸夫・後藤智明 (1990): 遠地津波の数値計算に関する研究 その 2, 地震 2, 第 43 巻, pp.389-402.
- 河田恵昭・小池信昭・井上雅夫・嘉戸重仁 (1997): 環太平洋沿岸域における津波リスクに関する研究, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.341-345.
- 河田恵昭・小池信昭・嘉戸重仁・井上雅夫 (1998): わが国沿岸部における遠地津波の伝播特性について, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.336-340.
- 後藤智明・今村文彦・首藤伸夫 (1988): 遠地津波の数値計算に関する研究 その 1, 地震 2, 第 41 巻, pp.515-526.
- 永野修美・今村文彦・首藤伸夫 (1989): 数値計算による沿岸域でのチリ津波の再現性, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp.183-187.
- 日野幹雄 (1987): 開放境界における波の無反射透過条件の極めて簡単な計算スキームの提案, 東京工業大学土木工学科研究報告, No.38, pp.33-37.
- Berkman, S.C. and J.M.Symons (1960): The Tsunami of May 22, 1960 as recorded at tide stations, Report of Coast and Geodetic Survey.
- Mansinha, L. and D.E.Smylie (1971): The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440.

第3章 津波氾濫の数値計算方法

3.1 従来の研究のレビュー

陸上に氾濫する津波の数値計算は、まず、相田 (1977) によって試みられた。そこでは、非線形の浅水波方程式を支配方程式として用い、氾濫水の先端条件としては堰の流量公式を用いている。市街地に氾濫する場合は、等価摩擦係数という形で建物の密集地域などの抵抗の効果を表している。さらに、岩崎・真野 (1979) によっても、陸上に氾濫する津波の数値計算が行われた。そこでは、先端条件として水のない高い段の中心と背後の水位計算点を直線で結んだ線を水位勾配として計算する方法を用いている。これらの計算方法の比較が後藤・首藤 (1980) によって行われているが、適切な格子間隔を選ぶ限り、どの方法を用いても大きな違いはない。これらは計算方法として、スタaggeredメッシュのリープフロッグ差分法を用いている。

一方、洪水氾濫の分野では、岡 (1992) により有限要素法による解析が試みられた。有限要素法が差分法に比べて有利な点は、格子形状に柔軟性があるため複雑な地形を表現するのに適していることである。ここでは、先端条件としては氾濫水の先端で流速が0という条件が用いられている。洪水氾濫の分野ではこのような先端条件をとる場合が多いようであるが、津波の遡上・氾濫解析の場合には先端部でも流速が大きいと考えられ、そのままでは適用できないと考えられる。河田・小池 (1996) は、先端条件として相田 (1977) の方法を用いて、有限要素法によって津波氾濫解析を行っている。

被害想定などを行うための津波氾濫解析では、市街地などを計算領域に組み入れる必要があるため、できるだけ地形を詳細に再現することが重要である。そこで本章では、有限要素法によって津波氾濫解析をする方法を河田・小池 (1996) に従って説明する。

3.2 基礎方程式

津波氾濫の基礎方程式は非線形長波理論であるが、水位を変数とするのではなくて水深を変数とした方が氾濫水を取り扱いやすいので、氾濫計算の浅水波方程式は以下のように表される場合が多い。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial x} + uR = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial y} + vR = 0 \quad (3.3)$$

$$R = \frac{gn^2 \sqrt{u^2 + v^2}}{H^{4/3}} \quad (3.4)$$

ここに、 h ：基準面より自由水面までの高さ、 ζ ：基準面より地表面までの高さ、 $H = h - \zeta$ ：水深、 u, v ：それぞれ x, y 方向の平均流速、 g ：重力加速度、 n ：マンニングの粗度係数である。

3.3 有限要素法による津波氾濫解析法

3.3.1 ガラーキン法による空間方向の離散化

解析領域を有限個の要素に分割し、各要素について以下に表されるような区分的に連続な近似関数を定義する。

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ h \\ H \end{Bmatrix} = \sum_{\beta=1}^n \Phi_{\beta}(x, y) \begin{Bmatrix} u_{\beta} \\ v_{\beta} \\ h_{\beta} \\ H_{\beta} \end{Bmatrix} \quad (3.5)$$

ここに、 n ：要素の節点数、 $u_{\beta}, v_{\beta}, h_{\beta}, H_{\beta}$ ： u, v, h, H の節点 β の値、 $\Phi_{\beta}(x, y)$ ：形状関数である。

式 (3.5) を式 (3.1) ～ (3.3) に代入した後、その時に生ずる残差に重み関数を乗じて、ガラーキン法に基づいて離散化を行うと、式 (3.6) ～ (3.8) を得る。

$$\sum_1^n \left\{ M_{ij} h_j^* + H_k^* (K_{ijk}^x + K_{ijk}^y) u_j + H_k^* (K_{ijk}^y + K_{ijk}^x) v_j \right\} = 0 \quad (3.6)$$

$$\sum_1^n \left\{ M_{ij} u_j^* + K_{ikj}^x u_k^* u_j + K_{ikj}^y v_k^* u_j + g L_{ij}^x h_j + M_{ij} R^* u_j \right\} = 0 \quad (3.7)$$

$$\sum_1^n \left\{ M_{ij} v_j^* + K_{ikj}^x u_k^* v_j + K_{ikj}^y v_k^* v_j + g L_{ij}^y h_j + M_{ij} R^* v_j \right\} = 0 \quad (3.8)$$

ただし、

$$M_{ij} = \int_{A_e} \Phi_i \Phi_j dA_e \quad (3.9)$$

$$K_{ikj}^x = \int_{A_e} \Phi_i \Phi_k (\Phi_x)_j dA_e \quad (3.10)$$

$$K_{ikj}^y = \int_{A_e} \Phi_i \Phi_k (\Phi_y)_j dA_e \quad (3.11)$$

$$L_{ij}^x = \int_{A_e} \Phi_i (\Phi_x)_j dA_e \quad (3.12)$$

$$L_{ij}^y = \int_{A_e} \Phi_i (\Phi_y)_j dA_e \quad (3.13)$$

ここに、 $\Phi_x = \partial\Phi/\partial x$ 、 $\Phi_y = \partial\Phi/\partial y$ 、 A_e ：要素 e の面積、 i, j, k ：節点番号である。

式 (3.6) ～ 式 (3.8) は、マトリックスを用いて以下のようにまとめられる。

3.3. 有限要素法による津波氾濫解析法

$$[M]\{\dot{S}\} + [Q]\{S\} = \{F\} \quad (3.14)$$

ここで、

$$\{S\} = \begin{pmatrix} h \\ u \\ v \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

$$\{\dot{S}\} = \begin{pmatrix} \frac{\partial h}{\partial t} \\ \frac{\partial u}{\partial t} \\ \frac{\partial v}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{h} \\ \dot{u} \\ \dot{v} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

$$\{F\} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

$$[M] = \begin{bmatrix} M_{ij} & 0 & 0 \\ 0 & M_{ij} & 0 \\ 0 & 0 & M_{ij} \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

$$[Q] = \begin{bmatrix} 0 & H_k^* (K_{ijk}^x + K_{ijk}^y) & H_k^* (K_{ijk}^y + K_{ijk}^x) \\ g L_{ij}^x & (K_{ikj}^x u_k^* + K_{ikj}^y v_k^* + M_{ij} R^*) & 0 \\ g L_{ij}^y & 0 & (K_{ikj}^x u_k^* + K_{ikj}^y v_k^* + M_{ij} R^*) \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

解析領域を三角形要素を用いて分割し、形状関数に式 (3.20) を用いると、式 (3.9) ～ (3.13) は式 (3.21) ～ (3.25) のように表される。

$$\Phi_i = \frac{a_i + b_i x + c_i y}{2\Delta} \quad (3.20)$$

$$M_{ij} = \begin{cases} \frac{\Delta}{6} & (i = j) \\ \frac{\Delta}{12} & (i \neq j) \end{cases} \quad (3.21)$$

$$K_{ijk}^x = \begin{cases} \frac{b_k}{12} & (i = j) \\ \frac{b_k}{24} & (i \neq j) \end{cases} \quad (3.22)$$

$$K_{ijk}^y = \begin{cases} \frac{c_k}{12} & (i = j) \\ \frac{c_k}{24} & (i \neq j) \end{cases} \quad (3.23)$$

$$L_{ij}^x = \frac{b_j}{6} \quad (3.24)$$

$$L_{ij}^y = \frac{c_j}{6} \quad (3.25)$$

ここに、 $b_i = y_j - y_k$ 、 $c_i = x_k - x_j$ 、 Δ ：三角形要素の面積である。

3.3.2 時間方向の離散化

ガラーキン法によって空間方向に離散化された有限要素方程式 (3.14) は、時間に関して連立常微分方程式である。この連立常微分方程式は、差分法によって時間方向に離散化される。式 (3.14) をこのまま差分法を用いて解く場合には、逆行列を求める必要があるため、非常に多くの計算時間がかかる。しかし、陰的解法であるため安定性に優れている。一方、陽的解法は安定性の検討が必要になるが、逆行列を求める必要がないので、陰的解法に比べて非常に高速に計算することができる。ここでは、川原ら (1976) によって導入された集中係数を用いて、式 (3.14) を陽的に解くことにする。

式 (3.14) の $[M]$ において、各行の係数の和を対角項の係数、非対角項の係数を 0 とし、式 (3.26) に示すように係数の集中化を行い、さらに式 (3.27) で表される集中係数 e を導入する。この集中係数 e の決定方法については、これまでのところ理論的な研究はない。一般的には、 e が 0 に近いほど数値粘性が過大になり、 e が 1 に近いと不安定になる。通常は、0.7 ~ 0.95 の値が用いられる。

$$[\bar{M}] = \frac{\Delta}{3} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

$$[\hat{M}] = e[\bar{M}] + (1 - e)[M] \quad (3.27)$$

さらに、陽的解法として、多段解法である 2 段階 Lax-Wendroff 法を用いることにすると、式 (3.14) は以下ようになる。

$$[\bar{M}]S^{n+1/2} = [\hat{M}]S^n - \frac{1}{2}\Delta t[Q]^n S^n \quad (3.28)$$

$$[\bar{M}]S^{n+1} = [\hat{M}]S^n - \Delta t[Q]^{n+1/2} S^{n+1/2} \quad (3.29)$$

この式によって、有限要素法の計算を陽的に行うことができる。

3.4 初期条件

初期条件としては、時刻 $t = 0$ での h, u, v の値をすべての節点で与える。

$$\left. \begin{array}{l} h = h_0 \\ u = u_0 \\ v = v_0 \end{array} \right\} \text{ at } t = 0 \quad (3.30)$$

すなわち、津波氾濫解析の場合には、 h_0 としては海域では断層によって生じた海底変動量、河道ではその水位、陸上では地盤高を与えればよい。また、 $u_0, v_0 = 0$ とする。

3.5 境界条件

外海との境界 S_1 では、外海の津波伝播計算によって求めた $h_{\text{given}}, u_{\text{given}}, v_{\text{given}}$ が与えられる。すなわち、

$$\left. \begin{array}{l} h = h_{\text{given}} \\ u = u_{\text{given}} \\ v = v_{\text{given}} \end{array} \right\} \text{ on } S_1 \quad (3.31)$$

また、海と陸地との境界 S_2 では、そこを横切る流れは存在しないという条件を与える。すなわち、

$$u_n = ul + vm = 0 \quad \text{on } S_2 \quad (3.32)$$

ここに、 l, m は境界 S_2 の方向余弦である。

3.6 先端条件

氾濫水と乾いた地面の境界の判定には、移動境界条件を用いる。すなわち、各要素において、3つの節点の水深がすべて正である場合には、その要素には氾濫水が到達しているとして解析領域に含める。3つの節点のうち1つでも水深が0の場合には、その要素には氾濫水が到達していないとみなして解析領域外とする。

津波氾濫計算における先端条件の取り扱い方法として、以下のようなものがあげられる。

3.6.1 相田 (1977) の方法

相田の方法は、次式を用いて単位幅流量 q を計算する方法である。これは、堰の流量公式を用いることと同じである。

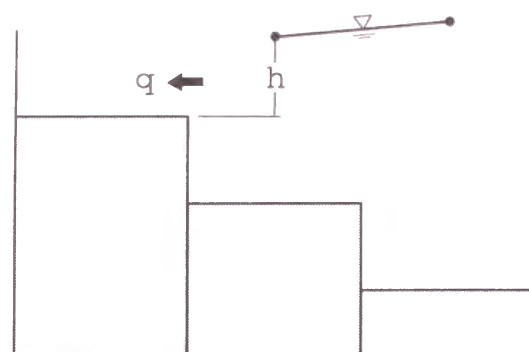
$$q = C_0 H \sqrt{gH} \quad (3.33)$$

ここに、 H : 浸水深、 g : 重力加速度であって、 C_0 を $C_0 = 0.5$ と仮定した。

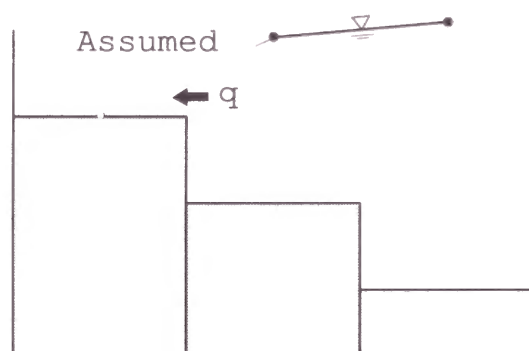
この条件は、波が遡上していくときはよいが、波が引くときに問題がある。

3.6.2 岩崎・真野 (1979) の方法

岩崎・真野の方法は、水のない高い段の中心と背後の水位計算点を直線で結んだ線を水面勾配とする方法である。この方法は、格子が大きいと誤差が大きくなり、最大打ち上げ高を精度よく再現できなくなる。また、波先端が不連続的な挙動を示すことがある。



(a) 相田 (1977) の方法



(b) 岩崎・真野 (1979) の方法

図 3.1: 先端条件の設定法

3.6.3 Whitham 理論 (1955)

上述した方法はどれも数値計算の便宜上導入されたものであって、どれも物理的な意味はないと考えられる。そこで、Whitham によって示されたダム破壊流れの理論を、氾濫水先端条件に応用することを考える。

Whitham は、先端部付近では摩擦の影響が大きくなって、 $\partial h / \partial x$ が大きくなるとともに、水粒子加速度 $\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x$ は他の項に比して無視できるとし、次式で近似されたとした。

$$-g \frac{\partial h}{\partial x} = K \frac{u^2}{h} \quad (3.34)$$

ここに、 K は流体抵抗に関する係数で、Manning の粗度係数 n を用いて表すと、 $K = gn^2 h^{2/3}$ 、Chezy の係数 C を用いて表すと、 $K = gh^2 / C^2$ である。

いま、 K として Manning の粗度係数 n を用いて表すことにすると、式 (3.34) は

$$-\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{n^2 u^2}{h^{1/3}} \quad (3.35)$$

3.7. 越流条件

のようになる。

したがって、津波が進む方向を x 方向の正の向きとすると、遡上するときは $\frac{\partial h}{\partial x} < 0$ であるから、

$$u = \sqrt{\frac{h^{1/3}}{n^2} \left(-\frac{\partial h}{\partial x} \right)} \quad (3.36)$$

となり、また波が戻るときは $\frac{\partial h}{\partial x} > 0$ であるから、

$$u = -\sqrt{\frac{h^{1/3}}{n^2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)} \quad (3.37)$$

となる。

3.7 越流条件

湯浅・広港の前面の防波堤では、津波の波長に対して堤防の厚さは小さいとみなせるので、石原・井田の全幅刃形せきの公式を用いる。すなわち、

$$q = Ch^{3/2} \quad (3.38)$$

$$C = 1.785 + \left(\frac{0.00295}{h} + 0.237 \frac{h}{W} \right) (1 + \varepsilon) \quad (3.39)$$

ここに、 q : 単位幅当たりの越流量、 h : 越流水深 (m)、 C : 流量係数、 W : せき高 (m)、 ε : 補正項で、 $W \leq 1$ のとき $\varepsilon = 0$ 、 $W > 1$ のとき $\varepsilon = 0.55(W - 1)$ 。

防潮堤、海岸堤防および河川堤防を津波が越流する場合は、本間の台形せきの公式を用いる。すなわち、

$$q = C_0 h^{3/2} \quad (3.40)$$

$$C_0 = 1.37 + 1.02 \frac{h}{W} \quad (3.41)$$

ここに、 q : 単位幅当たりの越流量、 h : 越流水深 (m)、 C_0 : 完全流量係数、 W : せき高 (m)。

3.8 等価粗度係数

市街地の家屋群中を氾濫水が通過する場合、正確な浸水深を予測するためには、本来、市街地家屋群の影響を考慮して数値計算を行う必要がある。しかし、従来から適当な等価摩擦係数や等価粗度係数を与えることで、市街地家屋群の影響を数値計算に組み入れてきた。たとえば、中川・高橋 (1985) は、家屋の密集度の違いによってその密集度に応じた適当な等価粗度係数を与えることで、家屋群の影響をある程度考慮した計算が行えることを示している。

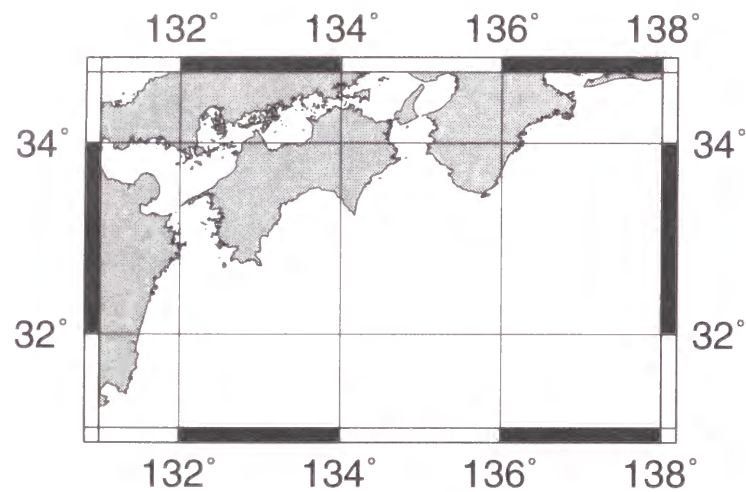


図 3.2: 津波伝播計算の計算領域（広領域）

3.9 津波氾濫モデルの適用性

1946 年の南海地震津波によって、和歌山県湯浅町・広川町は死者 24 人を出す被害にみまわれた。この地域については、羽鳥ら (1983) によって津波の高さの痕跡値の調査が行われ、相田・羽鳥 (1983) によって差分法による氾濫域の再現計算が行われている。ここでは、有限要素法津波氾濫モデルを現地に適用して、その結果を痕跡値および差分法による計算結果と比較することによって、その適用性を検討することにする。

3.9.1 津波伝播計算

津波伝播計算は差分法で行うことにして、その出力を有限要素法津波氾濫モデルに接続することにする。伝播計算の計算領域は、広領域では図 3.2 のように、東経 131 度から 138 度、北緯 31 度から 34 度 44 分までの海域を取り、空間格子の大きさを、 x 方向は経度 1 度を 80 分割した大きさ、 y 方向は緯度 1 度を 120 分割した大きさとした。狭領域では図 3.3 のように、東経 135 度から 135 度 15 分、北緯 33 度 55 分から 34 度 10 分までの海域を取り、 x, y 方向ともにそれを 250 分割した空間格子の大きさを取った。なお、水深データは日本海洋データセンターから提供されたものを使用し、最小水深を 10m とした。また、狭領域でも計算が安定であるように計算時間間隔を 1sec とし、計算時間は 3 時間まで行うことにした。

3.9.2 津波氾濫計算

つぎに、津波氾濫計算の計算領域は図 3.4 のように、山田川、広川および江上川の下流部と湯浅湾の一部を含む湯浅町の湯浅地区および広川町の広地区を対象とした。そして、有限要素メッシュは図 3.5 のように、できるかぎり地形形状を再現するように努めた。地盤高は 1:2500 の地形図から読みとった。メッシュの最小間隔は 5 m である。ここでも、計算が安定であるように計

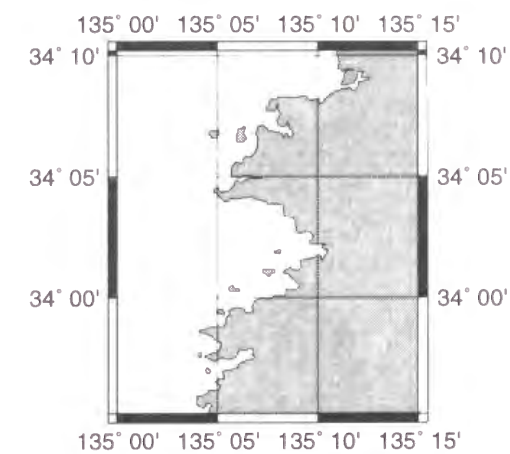


図 3.3: 津波伝播計算の計算領域（狭領域）

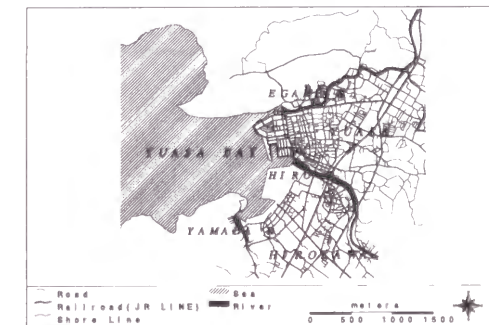


図 3.4: 津波氾濫計算の領域

算時間間隔を 1sec とし、計算時間を 3 時間とした。

3.9.3 地震断層モデル

ここで使用した 1946 年南海地震の断層モデルは、相田 (1981) の Model19' である。その断層パラメーターを表 3.1 に示した。なお、海底地盤変動量を海面上に与える際には、変動全体が瞬時に完了するものとした。

3.9.4 計算に用いた係数の値

まず、集中係数 e については、 $e = 0$ とすると数値粘性が過大となり、 $e = 1.0$ とすると計算が不安定になることが知られており、 $e = 0.7 \sim 0.95$ の値が用いられることが多い。ここでは、試算を行った結果 $e = 0.80$ を用いることにした。

また、マニングの粗度係数 n については、海域および河道では $n = 0.020$ 、陸上では $n = 0.025$ を用いた。また、住宅密集地の等価粗度係数としては、Xanthopoulos-Koutitas (1976) によって

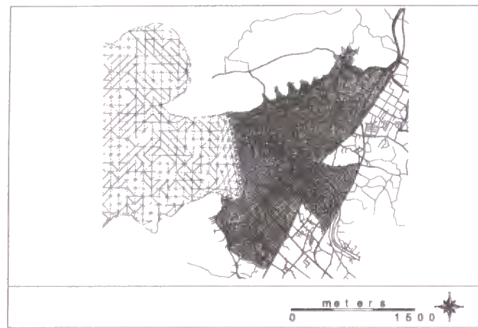


図 3.5: 有限要素メッシュ

表 3.1: 1946 年南海地震の断層パラメータ ($M=8.0, 33.03^\circ\text{N}, 135.62^\circ\text{E}, H=20\text{km}$)

	N	E	d(km)	$\theta(\text{deg})$	$\delta(\text{deg})$	$\lambda(\text{deg})$	L(km)	W(km)	U(cm)	$M_0(\text{cgs})$
1)	32.68	134.75	1	250	20	104	120	120	500	3.6E28
2)	33.24	136.22	10	250	10	127	150	70	400	2.1E28

用いられている宅地域の粗度係数 $n_e = 0.067$ を用いることにした。

3.9.5 再現計算結果

図 3.6 は、津波の最大浸水深のコンター図を、羽鳥ら (1983) による測量値と比較したものである。図中、黒の点線で描いてあるのが測量値による氾濫域である。一方、図 3.7 が相田・羽鳥 (1983) による再現計算結果である。相田らの計算結果は、測量値と良い一致を示しているが、図の下部にある江上川の支流を計算メッシュに入れて計算していないため、計算による氾濫域が測量値による氾濫域よりもかなり小さくなってしまっている。すなわち、差分メッシュでは小河川をメッシュに組み入れることはできないし、たとえ組み入れられるほどメッシュを小さくしても、江上川支流のように河川が蛇行している場合にはさらに細かくしなければ、河川の流れを再現することはできない。本章で有限要素法を採用した一番の理由がこれである。

そこで、今回の有限要素法による計算結果図 3.6 を見ると、江上川とその支流流域は測量値による氾濫域と非常に良好な一致を示している。つまり、有限要素メッシュではメッシュの大きさと方向が自由に取ることができるため、江上川支流のような幅が狭く、蛇行している河川でもメッシュに取り込むことが可能となり、その結果氾濫域をうまく再現できたとみなすことができる。しかし、今回の計算では、図の中央部にある広川流域の計算結果が測量値によるものよりも大きくなってしまっている。その分、図の上部にある山田川では、計算結果がやや小さくなってしまっている。すなわち、津波が広川にかなり流れ込んだため、本来山田川に流れ込むはずの分が減ったと考えることができる。その原因は、メッシュを構成するときに現在の地形図から読みとったために、広川では 1946 年当時の河川の幅よりも大きい幅で計算してしまったためと考えられる。

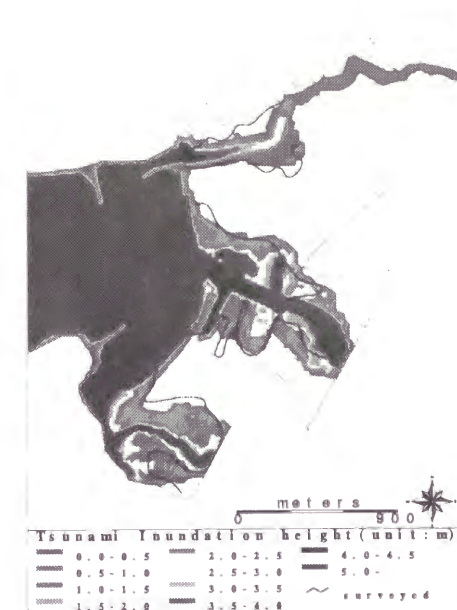


図 3.6: 有限要素法による計算結果と痕跡値の比較

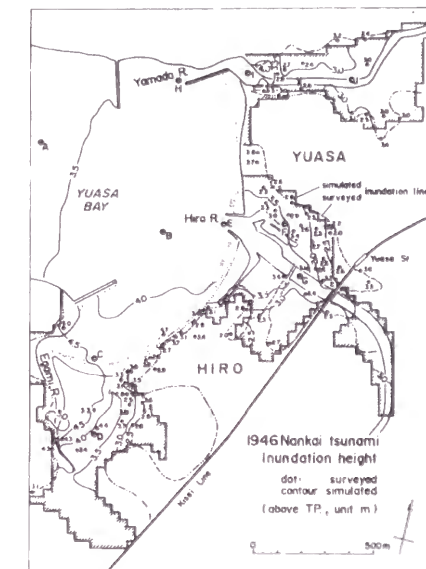


図 3.7: 差分法による計算結果 (相田・羽鳥 (1983) より引用)



図 3.8: 現在の地形条件による津波氾濫解析



図 3.9: 現在の地形条件による津波氾濫解析（防潮水門が閉まっている場合）

3.9.6 現在の地形条件による津波氾濫解析

現在では、防潮堤などの防災施設などの影響で、過去の津波とは異なった挙動をとる可能性がある。有限要素法を採用したのも、現在の地形条件および防災施設などの境界条件設定の容易さからであった。そこで、現在の地形条件で津波の氾濫解析を行ってみた。図 3.8 は、1854 年安政南海地震の断層モデルを用いて、それを湯浅にとって最大となる位置で津波が発生した場合という条件で数値解析を行った結果である。図の下部にある江上川からの遡上・氾濫という形態は 1946 年の場合と同様だが、図の中央にある埋め立て地への氾濫は新しい氾濫形態である。また、図 3.9 は、さらに江上川にある防潮水門が閉まっている場合である。防潮水門が閉まっている分、その横から津波が氾濫しているが、津波の高さは小さくなっている。しかし、その分埋め立て地の方が若干大きくなっているようである。

3.10 結 語

本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

1) 有限要素法による津波氾濫モデルを構築した。防災施設が整備された現代では、津波が遡上という形態をとることはまれであり、そのために地形の影響や河川を遡上して氾濫するという形態をとることが予想される。そこで、複雑な地形形状および境界条件などを取り込みやすい有限要素法による津波氾濫モデルを構築した。

2) 津波氾濫の先端条件について検討した。従来は数値計算の便宜上から導入されたものが多かったが、ここでは物理的にも意味のある Whitham(1955) の理論に基づいた先端条件を採用した。適用性を検討した結果、津波の遡上・引きをうまく再現することができた。

3) 和歌山県湯浅・広町において 1946 年南海地震津波による津波氾濫の再現計算を行うことにより、本モデルの適用性を検討した。その結果、差分法では再現できなかった小河川からの遡上・氾濫という過程を有限要素法モデルではうまく再現することができた。また、本モデルの計算結果は、痕跡値と良好な一致を示しモデルの適用性が確認できた。

4) さらに、現在の地形条件で津波氾濫の計算を行った。その結果、防災施設の影響で既往津波とは異なる浸水分布となることがわかった。したがって、防災計画を策定する際には、過去の浸水分布だけではなく、数値計算などにより現在の地形条件に基づいた解析を行う必要があると言える。

参考文献

- 相田 勇 (1977): 陸上に溢れる津波の数値実験—高知県須崎および宇佐の場合—, 東京大学地震研究所彙報, Vol.52, pp.441-460.
 相田 勇 (1981): 南海道沖の津波の数値実験, 東京大学地震研究所彙報, Vol.56, pp.713-730.
 相田 勇・羽鳥徳太郎 (1983): 和歌山県, 湯浅・広川両町に遡上した津波の数値実験, 東京大学地震研究所彙報, Vol.58, pp.667-681.

- 岩崎敏夫・真野 明(1979):オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.70-74.
- 岡 太郎(1992):ガラーキン・反復型有限要素法による洪水氾濫解析, 水工学論文集, 第36巻, pp.331-336.
- 河田恵昭・小池信昭(1996):津波の伝播・氾濫特性に基づくハザードマップに関する研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.1301-1305.
- 川原陸人・竹内則雄・首藤伸夫(1976):2段階ラックス・ウェンドロフ有限要素法による潮汐解析, 海岸工学論文集, 第23巻, pp.498-501.
- 後藤智明・首藤伸夫(1980):各種津波遡上計算法と波先端条件の比較, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.80-84.
- 中川 一・高橋 保(1985):堤防の決壊による市街地の洪水氾濫に関する研究, 第40回土木学会年次学術講演会講演概要集第2部, pp.441-460.
- 羽鳥徳太郎・相田 勇・坂下至功・日比谷紀之(1983):和歌山県湯浅・広に遡上した南海道津波の調査—1946年南海道および宝永・安政津波について—, 東京大学地震研究所彙報, Vol.58, pp.187-206.
- 日野幹雄(1987):開放境界における波の無反射透過条件の極めて簡単な計算スキームの提案, 東京工業大学土木工学科研究報告, No.38, pp.33-37.
- Hibberd,S. and D.H.Peregrine(1979): Surf and run-up on a beach: a uniform bore, J.Fluid Mech., Vol.95, part 2, pp.323-345.
- Mansinha,L. and D.E.Smylie(1971): The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440.
- Whitham,G.B.(1955):The effect of hydraulic resistance in the dam-break problem, Proc. Royal Soc. London, Ser.A, Vol.277, pp.399-407.
- Xanthopoulos,T. and C.Koutitas(1976): Numerical Simulation of a Two Dimensional Flood Wave Propagation Due to Dam Failure, Jour. of Hydraulic Research, Vol.14, No.2, pp.321-331.

第4章 基底展開による簡易津波数値解析法

津波数値解析を実際の問題に適用する場合としては, 地震断層モデルを想定して事前評価を行う場合や, 津波数値予報に適用する場合などがある. 事前評価でも気象庁に新たに導入される数値予報でも, あらかじめ断層パラメータやその位置などを数多く変化させてそれらによる影響を調べるが, すべてを調べ尽くすことはできないので, 中間にあるものは近くのものから補間しようとするのが一般的な考え方である. しかし, 津波の高さはマグニチュードに比例して大きくなるのではなく, 地震の規模が小さくても津波の周期が湾の固有周期と一致すれば津波の高さが大きくなる場合がある. したがって, 計算結果を補間によって求めようとする場合, 単純に近くのものから補間するのでは, その信頼性に問題が生じることになる.

ところで, 津波の支配方程式は海域の大部分のところで線形長波方程式によって表されるので, その解についても重ね合わせが成り立つ. すなわち, ベクトル空間の基本的な性質である線形結合が成り立つが, この線形結合によってすべてのベクトルが得られるような最少個数のベクトルのことを基底という. このことに着目すれば, あらかじめそれぞれの基底について方程式の解を計算しておけば, どのような断層モデルから計算される津波初期波形であっても, それを基底に展開してしまえばそれらの解の重ね合わせで実際の解が得られるため, 解を補間によって近似するよりも精度が高いと考えられる. したがって, 問題はどのような基底に展開すれば実際に数値計算を行った場合と同等の精度が得られるかということに帰着する. ここでは, 基底展開による津波数値解析の誤差評価と, 実際の問題への適用性について検討した.

4.1 基底展開による津波数値解析法

4.1.1 基底展開

ベクトル空間の基本的な性質は, 少数のベクトルを何倍かして足しあわせることによってさまざまなベクトルが得られることである. これを重ね合わせの原理とよぶ. 津波の初期波形をベクトルとみなせば, 少数の初期波形を何倍かして足し合わせることでさまざまな初期波形が得られることになる. このような操作を線形結合という. このことは画像の場合と類似しており, 画像の場合も線形結合によってさまざまな画像が得られる. その線形結合によってあらゆるベクトルが得られるような最少個数のベクトルを基底とよぶ. ベクトル空間の基底は怎么选んでもそれを構成するベクトルの数は一定であることが知られている. その数をベクトル空間の次元とよぶ.

$n \times n$ 要素の場合, ベクトルの基底を $\{e_k\}, k = 1, 2, \dots, n^2$ とすると, 任意の初期波形 η_0 は, 次のように基底の重ね合わせとして表わせる.

$$\eta_0 = c_1 e_1 + c_2 e_2 + \dots + c_{n^2} e_{n^2} \quad (4.1)$$

このような操作を初期波形の基底に関する展開とよび、各項をその基底に関する成分とよぶことにする。

また、基底 $\{e_k\}$ を初期条件として津波の数値計算を実行した結果を $\{\eta_k\}$ とすれば、初期波形 η_0 に対する数値計算結果 η は、重ね合わせの原理より、

$$\eta = c_1\eta_1 + c_2\eta_2 + \cdots + c_n\eta_n \quad (4.2)$$

と表せる（河田・小池，1997）。

4.1.2 自明な基底

(i, j) 要素のみが1で、残りの要素がすべて0であるベクトルを e_{ij} と書くと、ベクトルの組 $\{e_{ij}\}, i, j = 1, \dots, n$ は明らかに基底である。したがって、 (i, j) 要素の水位が c_{ij} である初期波形は、

$$\eta_0 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n c_{ij} e_{ij} \quad (4.3)$$

と展開できる。 e_{ij} は、自明な基底あるいは自然な基底などと呼ばれる。ただし、自明な基底を初期条件にして津波の数値計算をすると、計算精度を保って数値計算するためには1波長を20～40分割する必要があるという条件に反するため、多少の工夫が必要になる。

4.1.3 離散コサイン変換 (DCT)

これは、初期波形を周波数ごとに展開しようとするものである。フーリエ変換でなくてコサイン変換を選んだのは、津波の波長は長いので周波数は低くなるが、それが低周波数域に効率よくエネルギーが集中するコサイン変換の特徴に一致するからである。この性質のため、高周波数成分は省略しても誤差は大きくなりなく、効率よく計算が行えることが予想される。

通常、2次元離散コサイン変換は、以下の式で表される。

$$F(u, v) = \frac{2}{n} C(u) C(v) \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{n-1} \eta(i, j) \cos \frac{(2i+1)u\pi}{2n} \cos \frac{(2j+1)v\pi}{2n} \quad (4.4)$$

また、2次元逆離散コサイン変換は、以下の式で表される。

$$\eta(i, j) = \frac{2}{n} \sum_{u=0}^{n-1} \sum_{v=0}^{n-1} C(u) C(v) F(u, v) \cos \frac{(2i+1)u\pi}{2n} \cos \frac{(2j+1)v\pi}{2n} \quad (4.5)$$

$$C(u), C(v) = \begin{cases} 1/\sqrt{2} & \text{for } u, v = 0 \\ 1 & \text{otherwise} \end{cases}$$

表 4.1: 1944 年東南海地震の断層パラメータ (M=7.9, 33.80N, 136.62E, H=30km)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)
1)	34.07	137.41	1	225	30	72	154	67	215
2)	34.61	138.06	1	225	30	72	84	78	140

ここで、 $i, j, u, v = 0, 1, \dots, n-1$ 。 i, j は空間領域でのサンプルの座標、 u, v は周波数領域でのサンプルの座標を表す。

実際に離散コサイン変換を基底として数値解析するには、以下のようにすればよい。式 (4.5) が基底展開の式 (4.1) にあたるので、式 (4.5) の

$$\frac{2}{n} C(u) C(v) \cos \frac{(2i+1)u\pi}{2n} \cos \frac{(2j+1)v\pi}{2n}$$

が基底となり、式 (4.1) の $\{e_k\}$ に相当する。また、式 (4.5) の $F(u, v)$ が式 (4.1) の展開係数 c_k に相当する。

したがって、あらかじめ離散コサイン変換の基底を初期条件として津波の数値計算を実行して結果を出力しておき、初期波形 η_0 が与えられたら式 (4.4) を用いて展開係数 $F(u, v)$ を求めれば、式 (4.2) より初期波形 η_0 の数値計算結果 η が求められることになる。

4.2 適用性の検討

本手法の適用性を検討するために、1944 年東南海地震の相田モデル (相田, 1979) から Mansinha・Smylie (1971) の方法で初期波形を計算し、通常の方法で津波の数値解析を行ったものと、基底展開による解の重ね合わせによって計算したものとを比較することによって、その精度を調べることにした。なお、相田モデルの断層パラメータを表 4.1 に示す。

計算領域は、図 4.1 のような計算格子間隔を約 1km とする 400×400 メッシュをとった。さらに、図 4.1 にあるように断層の周辺の 256×256 メッシュ分 (図で網掛けの部分) だけを基底展開することにした。

基底としては、離散コサイン変換による基底を取り上げた。その際、最低周波数から $8 \times 8 = 64$ までの成分 (すなわち、式 (4.4), (4.5) において $u, v = 0, 1, \dots, 7$) と $16 \times 16 = 256$ までの成分 ($u, v = 0, 1, \dots, 15$) だけを考慮することにした。そして、それぞれに対して a) 津波初期波形の誤差、b) 代表点における時間波形の誤差、c) 代表時刻 (1 時間後) における平面 2 次元波形の誤差を評価した。

4.2.1 展開係数

初期波形を 2 次元離散フーリエ変換すると、展開係数が得られる。1944 年東南海地震の相田モデルから計算される初期波形の展開係数を図 4.2 に示す。これより、低周波数成分に集中していることがよくわかる。

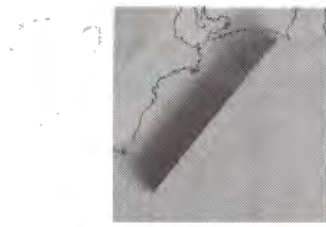


図 4.1: 計算領域と基底展開の領域

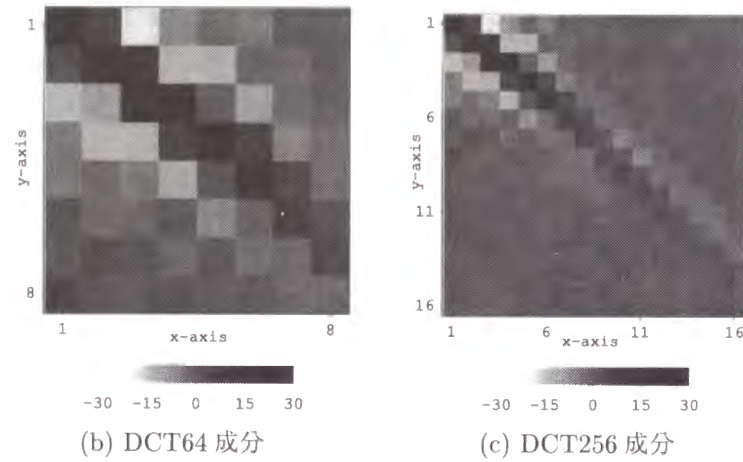


図 4.2: 離散コサイン変換の展開係数

4.2.2 誤差評価の方法

誤差評価の方法としては、平均2乗誤差および相関係数で評価した。相関係数は画像の再現性を評価するのによく用いられる。

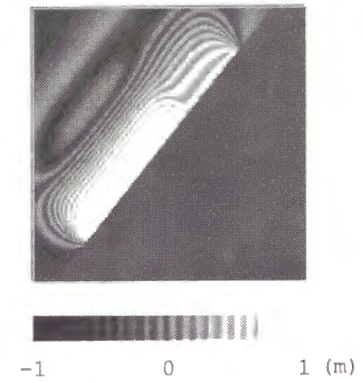
平均2乗誤差 (M.S.E.) は、次式で定義される。

$$\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\eta(i) - \eta_{\text{ex}}(i)]^2 \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

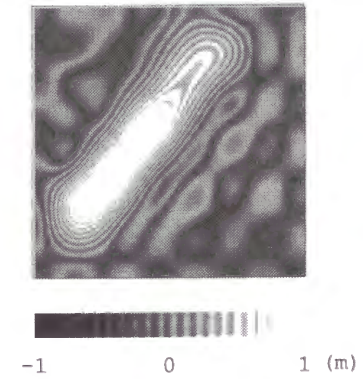
また、相関係数は、次式で定義される。

$$\frac{E[(\eta(i) - \mu)(\eta_{\text{ex}}(i) - \mu_{\text{ex}})]}{\sqrt{E[(\eta(i) - \mu)^2]E[(\eta_{\text{ex}}(i) - \mu_{\text{ex}})^2]}} \quad (4.7)$$

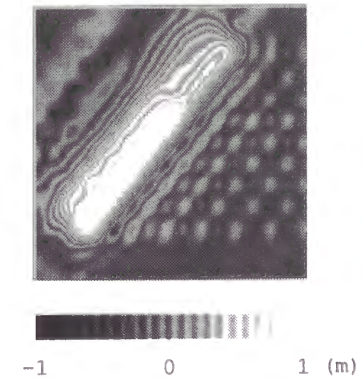
4.2. 適用性の検討



(a) 津波初期波形 (相田モデル)



(b) 津波初期波形の基底展開 (DCT64 成分)



(c) 津波初期波形の基底展開 (DCT256 成分)

図 4.3: 津波初期波形の比較

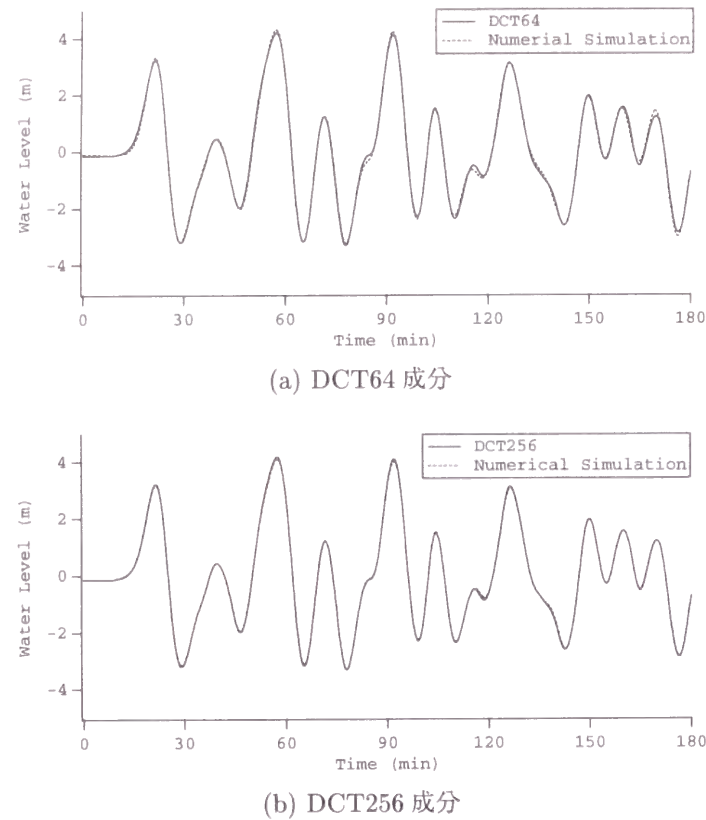


図 4.4: 代表点（尾鷲）における時間波形の比較

4.2.3 津波初期波形の誤差

1944年東南海地震の相田モデルから計算される初期波形を図4.3(a)に、これをそれぞれの基底に展開して合成したものを図4.3(b)および図4.3(c)に表す。平均2乗誤差はどれも10cm前後であり近似の精度は悪いように見えるが、相関係数は0.9以上と高い。

4.2.4 代表点における時間波形の誤差

三重県尾鷲における時間波形の比較を図4.4に表す。これを見ると、離散コサイン変換で基底展開した場合は、ほとんど誤差はないことがわかる。津波初期波形の主成分は低周波成分であるので、計算結果についてはそれほど誤差は大きくならないと判断することができる。また、表4.2には尾鷲を含めた9つの代表点の誤差の平均値を示した。

4.2.5 代表時刻における平面2次元波形の誤差

代表時刻（地震後1時間）における平面2次元波形の比較を図4.5に表す。初期波形で高周波成分が抜けているので、基底展開した場合は1時間後の波形でも高周波成分が再現できていない。

4.2. 適用性の検討



図 4.5: 代表時刻（1時間後）における平面2次元波形の比較

表 4.2: それぞれの基底による誤差

基底	初期波形の誤差		時間波形の誤差		平面 2 次元波形の誤差	
	MSE	相関係数	MSE	相関係数	MSE	相関係数
DCT(64 成分)	12.9cm	0.929	9.8cm	0.916	3.6cm	0.937
DCT(256 成分)	9.3cm	0.964	3.2cm	0.994	2.5cm	0.970

表 4.3: 断層モデルの長さ と 幅

	S-W fault		N-E fault	
	長さ (km)	幅 (km)	長さ (km)	幅 (km)
120%	185	80	101	94
相田モデル	154	67	84	78
80%	123	54	67	62
60%	92	32	50	47

しかし、低周波数成分は比較的再現できている。

4.2.6 まとめ

誤差評価のまとめとして、表 4.2 にそれぞれの基底による平均 2 乗誤差および相関係数を表した。これらから以下のことが言える。基底展開による津波数値解析法は、津波という現象を再現するには精度が十分とはいえないが、最大水位や到達時間などの伝播特性を求める津波防災対策のために行う数値解析には、十分な精度で解析を行うことができる。

4.3 断層の大きさと基底との関係

前節では、例として 1944 年東南海地震の相田モデルの場合の誤差を求めたが、断層の大きさと基底の関係によっては、初期波形が十分に基底展開することができずに誤差が大きくなる可能性がある。ここでは、相田モデルの断層パラメータのうち、長さ と 幅だけを 120%、80%、60%の大きさにした断層モデルについて、前節と同様に a) 津波初期波形の誤差、b) 代表点における時間波形の誤差、c) 代表時刻（1 時間後）における平面 2 次元波形の誤差を評価した。それぞれの断層モデルの長さ と 幅を表 4.3 に示す。

それぞれの断層モデルを基底展開して数値解析した場合の平均 2 乗誤差と相関係数を表 4.4、表 4.5 および表 4.6 に示す。断層の大きさが 60%では相関係数もかなり低くなる。

4.4 東海・南海エリアへの適用

本手法は、広範囲の領域に適用してこそ、その本領が発揮されと考えられる。そこで、図 4.6 のような東海・南海エリアを計算領域 (1040×720 メッシュ) にとって、本手法の適用性を検討し

表 4.4: 津波初期波形の誤差

	DCT(64 成分)		DCT(128 成分)	
	平均 2 乗誤差	相関係数	平均 2 乗誤差	相関係数
120%	14.5cm	0.933	10.3cm	0.967
相田モデル	12.9cm	0.929	9.3cm	0.964
80%	11.8cm	0.913	8.3cm	0.958
60%	11.2cm	0.862	7.3cm	0.945

表 4.5: 時間波形の誤差

	DCT(64 成分)		DCT(128 成分)	
	平均 2 乗誤差	相関係数	平均 2 乗誤差	相関係数
120%	11.3cm	0.756	3.8cm	0.769
相田モデル	9.8cm	0.916	3.2cm	0.994
80%	8.5cm	0.699	2.1cm	0.713
60%	9.2cm	0.480	1.9cm	0.490

てみる。

まず、基底として 2 次元離散コサイン変換をとることにする。つぎに、どのように基底展開するかであるが、すべての領域を対象として 2 次元離散コサイン変換をするのでは効率が悪い。そこで、図 4.6 のように、計算領域のうち津波が発生しそうな領域を 1 つのブロックが 256×256 メッシュの 8 つのブロックに分ける。そして、1 ブロックずつ 2 次元離散コサイン変換を実行して、8 つのブロックの値をすべて重ね合わせれば、すべての領域を対象として 2 次元離散コサイン変換したことと同じになる。なお、2 次元離散コサイン変換の成分は低周波数から 8×8=64 成分をとることにする。

例として、1946 年南海地震津波を取り上げよう。断層モデルとして相田 (1981) モデルを用いることにし、そのパラメータを表 4.7 に示す。さらに、それから計算した 1946 年南海地震津波の初期波形を図 4.7 に示す。これを離散コサイン変換で基底展開して合成したものを図 4.8 に示す。再現性の目安となる相関係数は 0.955 と高い。

つぎに、各地で通常の方法で計算された時間波形と基底展開による方法で計算された時間波形とを比較したものを図 4.9 に表す。

表 4.6: 平面 2 次元波形の誤差

	DCT(64 成分)		DCT(128 成分)	
	平均 2 乗誤差	相関係数	平均 2 乗誤差	相関係数
120%	3.8cm	0.756	2.7cm	0.893
相田モデル	3.6cm	0.937	2.5cm	0.970
80%	3.3cm	0.699	2.3cm	0.856
60%	3.2cm	0.480	2.0cm	0.621

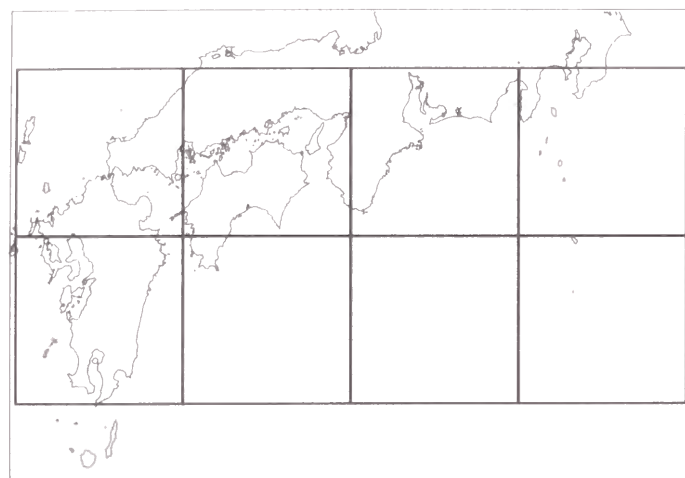


図 4.6: 東海・南海エリアの計算領域

表 4.7: 1946 年南海地震の断層パラメータ ($M=8.0$, 33.03°N , 135.62°E , $H=20\text{km}$)

	N	E	$d(\text{km})$	$\theta(\text{deg})$	$\delta(\text{deg})$	$\lambda(\text{deg})$	$L(\text{km})$	$W(\text{km})$	$U(\text{cm})$
1)	32.68	134.75	1	250	20	104	120	120	500
2)	33.24	136.22	10	250	10	127	150	70	400

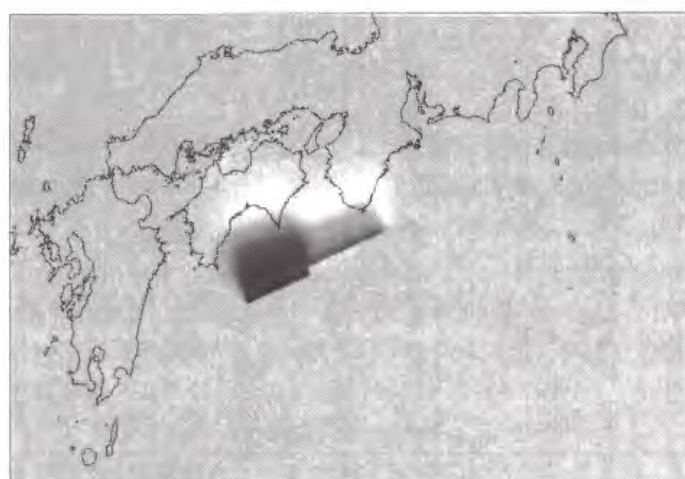


図 4.7: 1946 年南海地震津波の初期波形

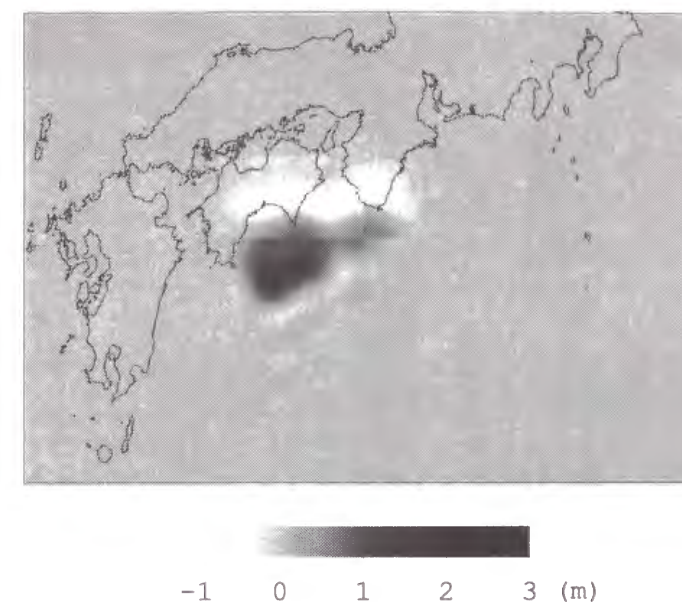


図 4.8: 1946 年南海地震津波の初期波形の基底展開

4.4.1 考 察

まず、図 4.7 および図 4.8 を比較すると、再現性の目安となる相関係数が 0.955 と高いことからわかるように、初期波形について基底展開がうまくいっていることがわかる。つまり、1946 年南海地震津波の初期波形は、64 成分の離散コサイン変換で展開できる周波数帯で構成されている。

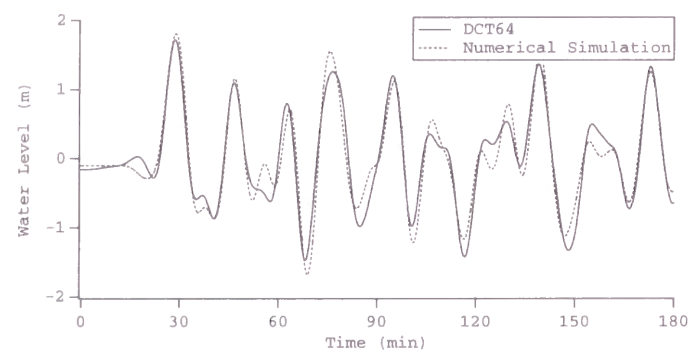
初期波形の基底展開の精度が高いので、その結果である時間波形の精度も高いことが期待されるが、図 4.9 を見るとわかるように、(a) の尾鷲以外では、非常によく再現できている。尾鷲では実際の時間波形では高周波数成分が出現するが、64 成分の離散コサイン変換による基底展開では高周波数成分を再現することができなかったようである。高周波数成分のところでは水位が高くなる傾向があるので、64 成分の離散コサイン変換を用いる場合には、そのことに注意する必要がある。

また、尾鷲の時間波形を再現できなかった理由として、離散コサイン変換の方向性があげられる。つまり、尾鷲は地震断層の長軸方向にあるため、初期波形が十分に展開できなかったことが考えられる。

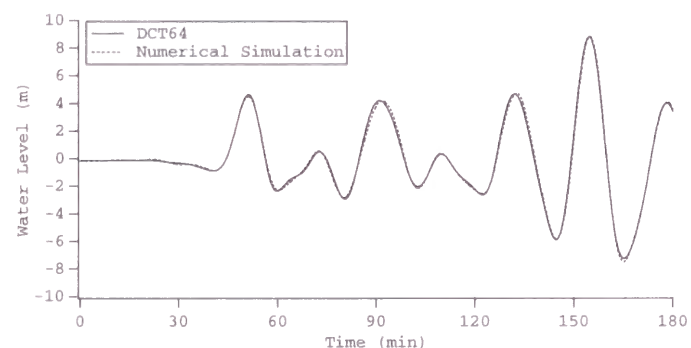
4.5 結 語

本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

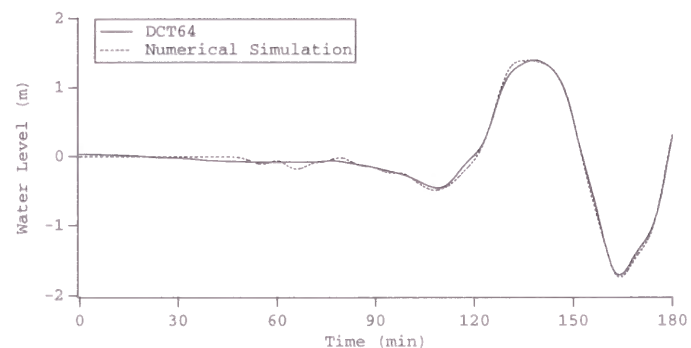
1) 重ね合わせの原理に基づいた基底展開による簡易津波解析方法を提案した。ここでは基底として離散コサイン変換を採用し、低周波数から $8 \times 8 = 64$ 成分と $16 \times 16 = 256$ 成分までを用い



(a) 尾 鷲



(b) 湯 浅



(c) 大 阪

図 4.9: 各地における時間波形の比較

ることとした。通常の数値計算結果と比較した結果、時間波形の誤差が数 cm 程度であった。このことから、実際問題への適用において、本手法は実用上十分な精度で計算することができると言える。

2) 断層モデルの大きさによって、誤差がどのように変化するかを調べた。その結果、断層の大きさが小さいほど誤差が大きくなることがわかった。これは、断層が小さいと高周波数成分を十分に表現できなくなるためと考えられる。また、相田モデルよりも断層が大きくても誤差が大きくなったが、これは計算領域を相田モデルに合わせて設定したためと考えられる。

3) 実際問題への応用例として、東海・南海エリアへ本手法を適用してみた。その際、基底展開する領域を8ブロックに分けるようにした。基底として離散コサイン変換を採用し、低周波数から64成分のみで適用性を検討した結果、計算結果である時間波形は、通常の数値計算結果と非常に一致を示し、ほとんど誤差はなかった。ただし、地形の影響などで高周波数成分がでるような場所では、64成分の離散コサイン変換では十分に表現することができなかった。とくに、波形の山や谷のところで若干小さめに計算されるので、本手法を応用する際にはこのことに十分注意する必要があると言える。

参考文献

- 相田 勇 (1979): 1944 年東南海地震津波の波源モデル, 東京大学地震研究所彙報, Vol.54, pp.329-341.
- 相田 勇 (1981): 南海道沖の津波の数値実験, 東京大学地震研究所彙報, Vol.56, pp.713-730.
- 河田恵昭・小池信昭 (1997): 重ね合わせの原理に基づく津波数値解析方法, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.271-275.
- 河田恵昭・小池信昭 (1998): 基底展開による簡易津波数値解析法, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.341-345.
- Mansinha, L. and D.E.Smylie (1971): The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440.

第5章 コンピュータグラフィックスによる津波の可視化

コンピュータグラフィックス (CG) 技術の性能は、もっとも高速なハードウェアを用いれば、津波シミュレーションのような大規模モデルに対しても、数値計算をしながらリアルタイムに可視化することができるくらいに向上している。数値シミュレーションを CG によって可視化する長所は、現象を把握するのに効果があるばかりでなく、たとえば境界条件の処理の可否など、新しいモデルを導入する際の計算結果の妥当性の確認にも役立つ。近年、津波数値モデルにおいても3次元モデルの研究が進められているが、その発展には空間3次元方向を自由に表すことができる CG 技術は不可欠であると考えられる。また水理実験による解析では、波や流れをビデオに録画しておき、後からスロー再生しながら解析することも多いが、これは時間軸のスケールを変えることによって実時間では発見が困難な特徴を浮かび上がらせているともいえる。したがって、CG による可視化においてもリアルタイム処理ばかりでなく、時間方向に自由に拡大できる録画処理は重要である。すなわち、CG による可視化では時空間方向のスケールを自由自在に変えられることがもっとも大きな特長であるといえる。とくに津波の場合には、その2次元的な分布が実測されたことがなく、実際に観測できるデータは計測点における時間波形と遡上高の空間分布であるから、CG によって時空間4次元のさまざまな角度から観察できるメリットは大きい。ここでは、CG による津波の可視化システムとして、とくに時空間4次元方向のスケールを自由に変えることができるシステムを開発することを目的とした。

5.1 OpenGL

CG によって津波数値シミュレーションを可視化するには、現在もっとも汎用的なグラフィックライブラリである OpenGL を用いてプログラミングすることにした。以下に、画面上の画像をレンダリング (render, コンピュータがモデルから画像を作成するプロセスを指す) する際に OpenGL が実行する主なグラフィックス作業について簡単に説明する。

(1) 幾何学的プリミティブから形状を構築し、オブジェクトを数学的に記述する。OpenGL は、点、線、ポリゴン、画像、ビットマップをプリミティブと判断する。

(2) オブジェクトを3次元空間に配置し、合成されたシーンを確認するための位置を選択する。

(3) 全オブジェクトに関してカラーを算出する。カラーはアプリケーションにより明確に割り当てられる場合、指定した照光条件から決定される場合、テクスチャをオブジェクト上にペーストして得られる場合、またはこれらの組み合わせにより特定される場合がある。

(4) オブジェクトの数学的記述と、関連するカラー情報を画面上でピクセルに変換する。この処理をラスタライズ (rasterize) と呼ぶ。



図 5.1: ダイヤル装置

OpenGLを用いて津波シミュレーションを可視化するには、主に上の(1)および(2)の作業が必要になる。すなわち、(1)において津波数値モデルから津波の形状を数学的に記述する。ここでは、ポリゴンによって津波形状を表現することにした。さらに、(2)において、その津波をどこから見るか視点を決定する。したがって、空間方向の自由度を確保するには、この(2)のプロセスに着目すればよい。

5.2 時空間方向の自由度

5.2.1 空間方向の自由度

OpenGLにおいては、回転、平行移動、拡大縮小などの変換は、すべて頂点を表す座標に適切な行列を適用することによって表される。ここでは、さらにユーザーインターフェイスを考えて、図5.1のようなダイヤルと呼ばれる装置にこの行列変換を組み合わせることによって、空間3次元方向を自由に操れるように設計した。例として、南海道津波のシミュレーションを可視化したものを異なる3方向の視点から見たものを図5.2に表した。

5.2.2 時間方向の自由度

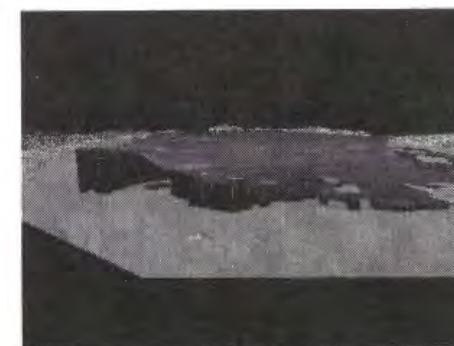
時間方向の処理は、リアルタイム処理とポスト処理に分かれる。リアルタイム処理は、数値計算を進めながら同時に画像処理も行うので、当然強力な演算能力とグラフィック能力が要求される。リアルタイム処理は、モデル開発を行う場合など計算が安定に進められるかどうか、あるいは境界条件の処理など着目すべき点があらかじめ決まっている場合に有効であると考えられる。一方、ポスト処理は、数値計算を一度すべて終わらせてから、画像処理を行う場合である。時間方向の自由度を確保するという観点からは、ポスト処理が適している。数値計算がすべて終わっているので、時間方向に逆行することも可能であり、時間軸上のあらゆる時点を表示させることができる。ここでは、両方の処理方法を目的に応じて使い分けることにした。



(a) 視点1



(a) 視点2



(a) 視点3

図 5.2: 南海道津波シミュレーションの異なる視点からの可視化

5.3 結 語

本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

- 1) 時空間4次元方向のスケールを自由に変えることができるCG可視化システムを開発した。
- 2) 津波シミュレーションを3次元処理することによって、現象の理解が容易になる。とくに、津波はいまだに実測されたことのない現象であるから、津波シミュレーションをCGによって可視化することは現象を理解するのに効果的である。
- 3) 計算途中で発散など解析に不都合が生じた場合でも、リアルタイム処理をすることによって計算時間の無駄を省くことができるため、新しいモデルの開発に非常に有効であるといえる。
- 4) さらに、ポスト処理によって、重要な箇所を何度も繰り返して見ることが可能であり、現象の把握に非常に適している。このため、このシステムをさらに拡張させることによって、従来の水理実験装置に代わる数値実験システムへと発展できる可能性がある。

参考文献

OpenGL Architecture Review Board(1997)：OpenGLプログラミングガイド（第2版），アジソン・ウェスレイ・パブリッシャーズ・ジャパン，650p.

第II編

津波被害軽減システムに関する研究

1983年日本海中部地震津波および1993年北海道南西沖地震津波による被害では、津波警報の遅れや伝達体制などの不備が指摘された。その結果、津波警報発令までの時間が短縮され、警報伝達体制も改善された。しかし、いかに警報が早く伝わろうとも、対象地域の住民が避難しなければ被害軽減に結びつくことはない。警報が発令されても避難しない原因としては、津波に対する危険性の欠如および警報に対する信頼性が低いことがあげられる。

第2編では、津波被害軽減システムとして、防災情報という観点から考察することにする。すなわち、警報を受けたときに津波に対する危険性を認識するためには、事前に津波がどのくらい危険なものであるかを知っていなければならない。これまでは、その危険の程度を、津波注意報、津波警報という区別で表現していたと考えられる。しかしながら、津波警報が発令されてもそれほど大きな津波がやって来なければ、住民に津波警報の危険性がその程度であると認識されてしまうことになる。したがって、津波の危険性を事前に定量的に評価して、それを津波常襲地域の住民に広く提供しておくことが重要であると考えられる。本研究では、津波被害軽減の対策として、従来からの防災施設や津波警報などの防災対策のほか、津波の危険性に関する情報を住民に提供することを考える。

第6章 近地津波の伝播特性と危険度の評価

本章では、津波に対する危険性を広く認識してもらうためには、過去の地震津波の情報と想定津波に基づいたハザード情報を提供することが重要との観点から、既往津波と想定津波による伝播特性を求める。さらに、危険度の評価には想定した津波がどのくらいの確率で発生するのかも明らかにしなければならない。ここでは、東海・南海エリアを対象として、想定津波の設定方法、伝播特性の求め方、危険度の評価方法などを考察する。

6.1 東海・南海エリアにおける津波伝播特性

ここでは、南海トラフ沿いの東海・南海エリアを対象として、津波ハザード情報としての伝播特性を求める。過去の地震津波情報からは、東海・南海エリアで発生する津波の伝播特性とその発生確率が求められる。また、起こりうる津波の最大値を求めるために想定津波が用いられる。

6.1.1 東海・南海地震の断層モデル

まず、東海・南海エリアにおける過去の地震津波情報を整理する。南海トラフ沿いで発生する東海・南海地震の断層モデルは、相田 (1979), (1981a), (1981b) によって津波記録と照らし合わせて提案されているので、ここではそれらを用いることにした。具体的には、1498 年明応東海地震, 1605 年慶長東海地震, 1605 年慶長南海地震, 1707 年宝永東海・南海地震, 1854 年安政東海・南海地震, 1944 年東南海地震および 1946 年南海地震である。これらのうち、1498 年明応および 1605 年慶長地震については、史料の乏しいこともあって信頼度が低いことは否めないが、他の地震についてはかなり信頼度の高いモデルが確定されている。表 6.1 ～表 6.8 にこれらの断層パラメータを表す。表の中で 1), 2) などと表記されている場合は、その断層モデルが複数枚の断層から構成されていることを示している。なお、1605 年慶長南海地震については、断層モデルが提案されていないので、その波源域と沿岸部における津波記録から 1946 年南海地震の断層モデルを変位だけ 1.5 倍したモデルを採用することにした。さらに、図 6.1 にこれらの地震の震央の位置を示した。

表 6.1: 1498 年明応東海地震の断層パラメータ (M=8.6,34.1N,138.2E)

N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
34.30	139.47	1	242	30	109	220	80	800	7.0E28

表 6.2: 1605 年慶長東海地震の断層パラメータ (M=7.9,34.3N,140.4E)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	34.18	141.75	1	287	30	154	150	100	700	5.3E28
2)	33.83	139.59	1	250	30	117	200	80	800	6.4E28

表 6.3: 1605 年慶長南海地震の断層パラメータ (M=7.9,33.0N,134.9E)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	32.68	134.75	1	250	20	104	120	120	750	5.4E28
2)	33.24	136.22	10	250	10	127	150	70	600	3.2E28

表 6.4: 1707 年宝永東海・南海地震の断層パラメータ (M=8.4,33.2N,135.9E)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	35.14	138.73	2	198	34	71	115	70	400	1.6E28
2)	33.90	138.13	3	245	24	113	150	100	400	3.0E28
3)	33.41	136.15	10	250	10	124	150	70	560	2.9E28
4)	33.40	134.57	1	220	20	90	140	80	700	3.9E28
5)	32.33	133.57	1	240	20	90	60	80	1390	3.3E28

表 6.5: 1854 年安政東海地震の断層パラメータ (M=8.4,34.0N,137.8E)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	35.14	138.73	2	198	34	71	115	70	400	1.6E28
2)	33.90	138.13	3	245	24	113	150	100	400	3.0E28

表 6.6: 1854 年安政南海地震の断層パラメータ (M=8.4,33.0N,135.0E)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	32.70	134.74	1	250	20	117	150	120	630	5.7E28
2)	33.41	136.15	10	250	10	127	150	70	470	2.4E28

表 6.7: 1944 年東南海地震の断層パラメータ (M=7.9,33.80N,136.62E,H=30km)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	34.07	137.41	1	225	30	72	154	67	215	1.1E28
2)	34.61	138.06	1	225	30	72	84	78	140	4.6E27

表 6.8: 1946 年南海地震の断層パラメータ (M=8.0,33.03N,135.62E,H=20km)

	N	E	d(km)	θ (deg)	δ (deg)	λ (deg)	L(km)	W(km)	U(cm)	M_0 (cgs)
1)	32.68	134.75	1	250	20	104	120	120	500	3.6E28
2)	33.24	136.22	10	250	10	127	150	70	400	2.1E28

6.1.2 東海・南海エリアの津波初期波形の特性

津波の伝播特性は、初期波形の位置および規模に大きく左右される。そこで、前節の断層モデルから Mansinha・Smylie(1971) の方法で計算した津波初期波形の空間 2 次元分布を図 6.2 に表す。これらを見ると、同じような場所に津波が発生していることがわかる。もっとも、断層モデルを決定する際に他の断層モデルを参考にして決めるので、同じような場所になるのは当然だと言えるが、プレートテクトニクスの考え方からも、同じような場所の断層がずれるのは妥当とみなすことができる。また、大きさに関しては、最近の巨大地震よりも、過去の歴史巨大地震の方がずっと規模が大きいことがわかる。これは、将来 M8.6 クラスの巨大地震が発生する可能性があることを示唆している。

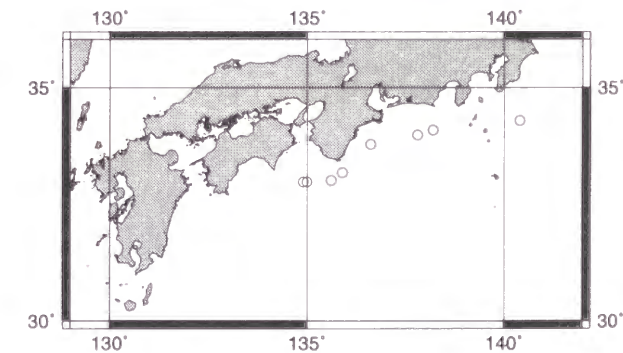


図 6.1: 東海・南海エリアの歴史地震の震央

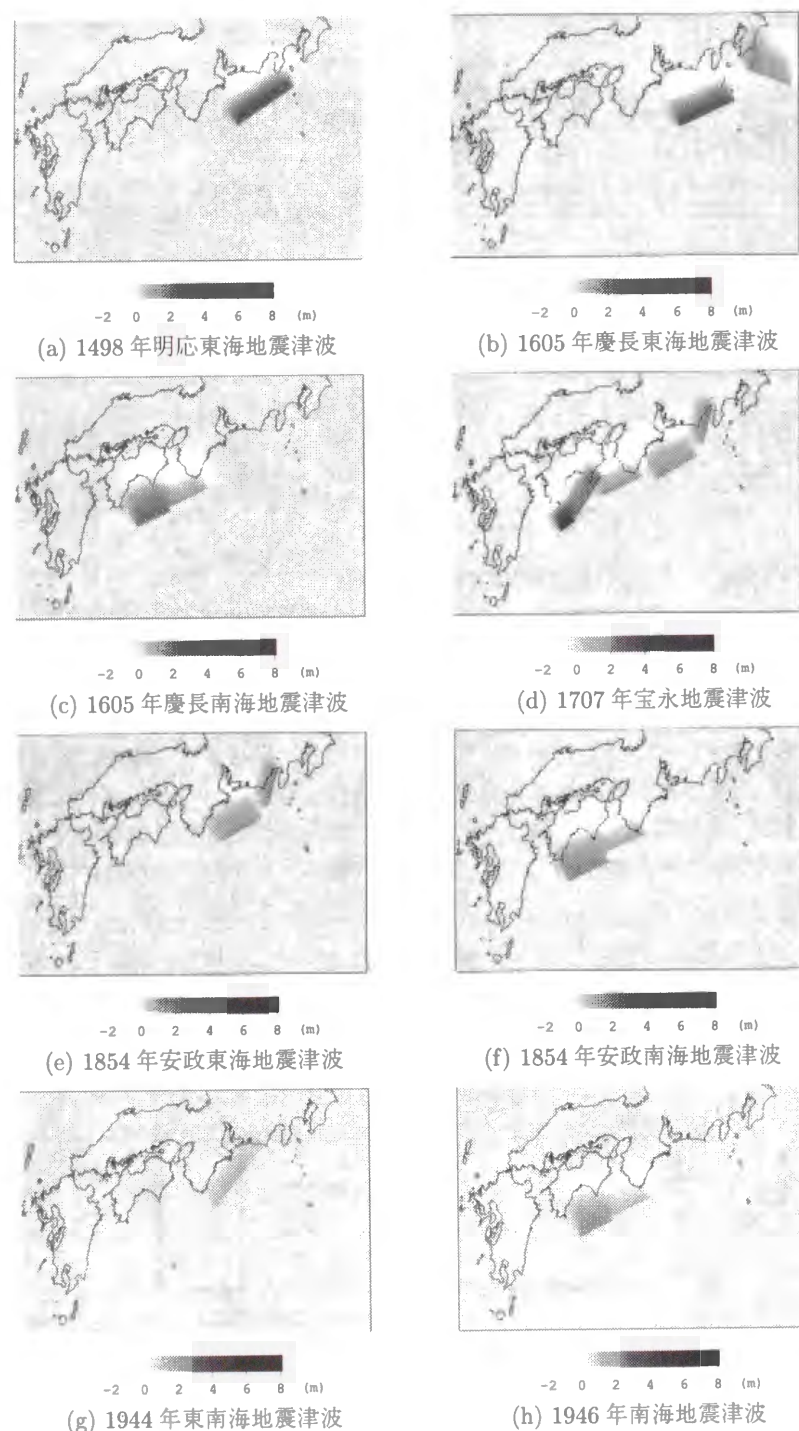


図 6.2: 歴史地震津波の初期波形

6.1.3 既往の地震断層モデルによる津波伝播特性の評価

まず、既往の地震断層モデルを用いて沿岸域に襲撃する津波の最大水位と到達時間の伝播特性を求めてみよう。図 6.3 に既往の地震断層モデルによる津波の伝播特性を示す。これから、尾鷲では既往地震津波の最大水位は 7.7m、到達時間の最小値は 0 分、湯浅では最大水位が 14.6m、到達時間の最小値が 40 分、大阪では最大水位が 2.5m、到達時間の最小値が 115 分であると数値計算結果から推定される。

6.1.4 地震断層モデルの想定による津波伝播特性・危険度の評価

想定地震は主に既往最大のものを想定する場合が多い。過去のデータにない地震断層モデルを想定することによって、既往最大よりも大きい最悪ケースを評価することは、河田ら (1994) によって始められた。そこでは、既往最大の断層モデルを南海トラフに沿って移動して設置し、最大の津波高さと最短の到達時間を求めるとともに、発生確率も含めて沿岸域に襲撃する津波の伝播特性と危険度を評価している。その後、村上ら (1995), (1996) によっても同様のことが行われ、四国の沿岸域について詳細に検討が行われた。また、平石ら (1997) は、断層モデルを想定する際に、位置やすべり量だけでなく、海域の共振周期に近い津波周期が生じる断層幅を想定することが重要であることを指摘した。また、同様に津久井ら (1997) によっても断層幅が重要であることが指摘されている。

6.1.5 想定津波モデルの設定法

ここで、想定津波という概念を導入する。想定津波モデルは過去の巨大地震情報に依存しないで設定する。つまり、その海域である規模の水位変動があった場合に、沿岸域にどのくらいの津波が襲撃するかを評価することである。したがって、想定地震とは少し意味合いが違うことに注意する。ただし、水位変動量は地震の断層モデルから Mansinha・Smylie(1971) の方法によって計算することにする。地震の断層パラメータについては、佐藤 (1989) によって、次のようなマグニチュードと断層パラメータの関係式が提案されている。

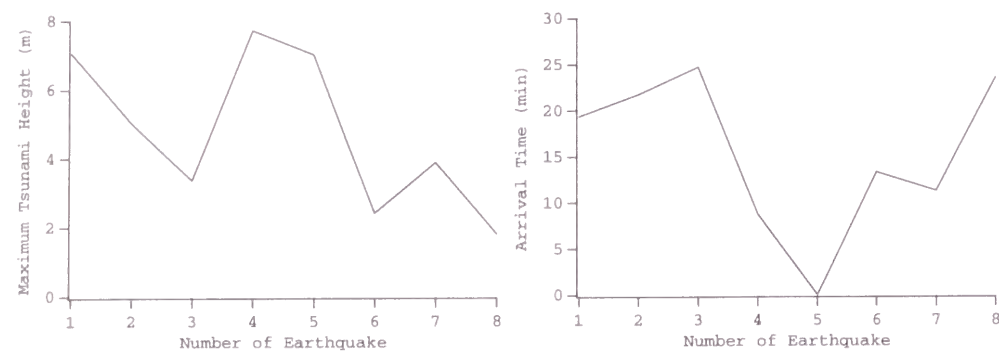
$$\log M_0(\text{dyne} - \text{cm}) = 1.5M + 16.2 \quad (6.1)$$

$$\log L(\text{km}) = 0.5M - 1.88 \quad (6.2)$$

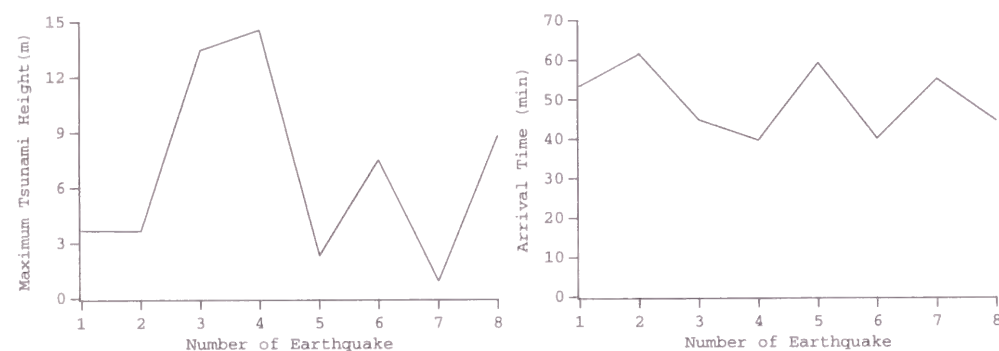
$$\log U(\text{cm}) = 0.5M - 1.40 \quad (6.3)$$

$$L = 2W \quad (6.4)$$

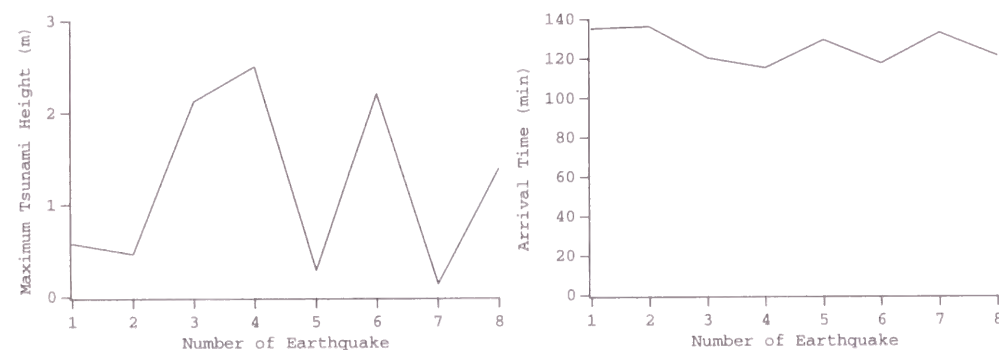
ここに、 M_0 : 地震モーメント、 M : 表面波マグニチュード、 L : 断層の長さ、 U : すべり量、 W : 断層の幅である。これを用いて大きさに関するパラメータを求める。マグニチュードの違いによる断層パラメータの大きさは表 6.9 のようになる。また、他の断層パラメータ (d : 断層の深さ、 δ : 傾斜角、 λ : すべりの方向) は、東海・南海エリアで平均的な値が存在し、 $d = 3.0(\text{km})$ 、 $\delta = 20(\text{deg})$ 、 $\lambda = 110(\text{deg})$ である。また、位置については図 6.4 のように、南海トラフに沿って 50km ごとに 10 地点設定した。したがって、想定津波モデルは合計 70 ケースになる。なお、断層は 1 枚の場合のみ考えることにした。



(a) 尾 鷲



(b) 湯 浅



(c) 大 阪

Number of Earthquake:

- 1:1498年明応地震, 2:1605年慶長東海地震, 3:1605年慶長南海地震
 4:1707年宝永地震, 5:1854年安政東海地震, 6:1854年安政南海地震
 7:1944年東南海地震, 8:1946年南海地震

図 6.3: 既往地震断層モデルによる津波の伝播特性 (左: 最大水位, 右: 到達時間)

表 6.9: 想定断層モデルのパラメータの設定

M_s	7.9	8.0	8.1	8.2	8.3	8.4	8.5
$M_0 (\times 10^{28} \text{ dyne-cm})$	1.12	1.58	2.24	3.16	4.47	6.31	8.91
$L (\text{km})$	116	130	146	164	184	206	232
$W (\text{km})$	58	65	73	82	92	103	116
$U (\text{cm})$	355	398	447	501	562	631	708

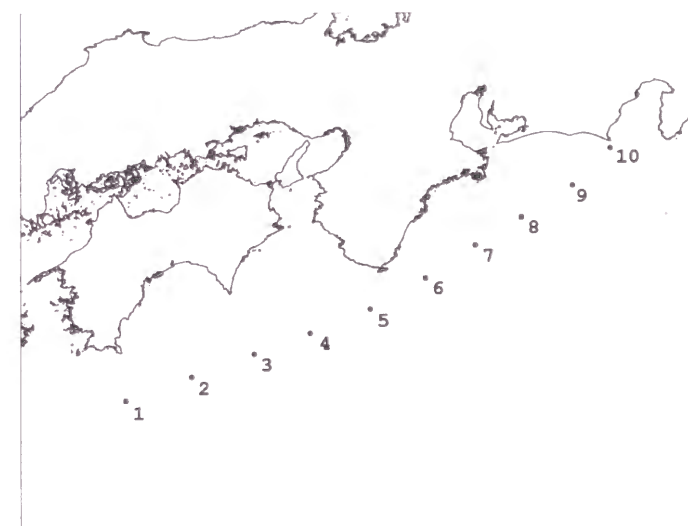


図 6.4: 東海・南海エリアにおける想定津波モデルの位置

6.1.6 想定津波モデルによる津波伝播特性

図 6.5 に各地における想定津波モデルによる津波の最大水位および到達時間の計算結果を示す。すなわち、これが想定津波モデルによる津波ハザード情報ということになる。それぞれを詳しく見てみる。まず、尾鷲では、最大水位が 14m と既往地震津波の最大値よりも 2 倍近くも大きい。到達時間の最小値は 0 分と同じである。これは尾鷲が波源域に含まれた場合と考えられる。また、最大水位が極大となるのは、想定津波モデルが 5 と 8 の位置にある場合である。つまり、この位置で地震が発生した場合に、尾鷲では大きな津波に襲われるということを示している。到達時間が最小となるのは、6, 7 の位置にあるときであるが、同じ場所で地震が発生しても、マグニチュードの大きさによって、15 分程度の差があることがわかる。つぎに、湯浅では、最大水位が 12.9m と既往地震津波の最大値よりも少し小さくなってしまっている。また、到達時間の最小値は 20 分と既往よりも半分ぐらい早い。また、想定津波モデルが 3 の位置では、マグニチュード 8.5 の場合の方がそれよりも小さなものよりも最大水位が小さい。これはマグニチュードが大きいかからといって、最大水位も大きくなるとは必ずしも言えないことを示している。湯浅では、3 の位置で地震が発生した場合に津波が大きくなる。到達時間では、6 の位置で地震が発生した場合にもっとも早く津波が到着する。さらに、大阪では最大水位が 3.8m と既往よりも約 1.5 倍大きく、到

達時間の最小値は98分と既往よりも15分程度早い。大阪では、2,3,4の位置で地震が発生した場合に津波が大きくなる。大阪では、どの場所で地震が発生しても、到達時間にそれほど差がない。これは、南海トラフ沿いで発生した地震は、沖合では水深が大きいので速く伝達するが、紀伊水道、大阪湾では水深がだんだんと小さくなって津波が遅く伝わるようになるので、この要因が大きいためと考えられる。このように想定津波モデルによる伝播特性の評価では、既往の地震津波の情報だけではわからない津波ハザードの情報を明らかにすることができる。

6.2 東海・南海エリアにおける津波危険度

前節で想定津波モデルによる南海・東海エリアの津波ハザード情報が求められた。しかし、それは対象海域で津波が発生した場合という条件付きのものであって、必ずしもそこでその規模の津波が発生することを意味しているのではない。被害軽減を図る立場からすれば、より可能性が高い方に重点を置きたいはずである。すなわち、危険度を評価するためには、津波の発生確率も論じる必要がある。

6.2.1 非ポアソン型の地震発生モデル

津波の発生確率を求めるためには、津波を引き起こす巨大地震がどのくらいの確率で発生するかを知る必要がある。ここでは再生過程に基づく非ポアソン型の地震発生モデルを考え、東海・南海エリアにおける巨大地震の発生確率を求める。ただし、ここでの発生確率は時間的な発生確率であって、地震の位置や大きさに関する情報は含んでいないことに注意する必要がある。

地震危険度解析の手法としては、Kawasumi(1951)の方法やポアソン型モデルによる方法(Cornell, 1968)がある。しかしながら、Kawasumi(1951)の方法では過去の地震の震央が将来の地震においても繰り返されることを仮定することになり、将来の地震の危険度を評価する上で、過去の地震の震央付近の危険度が高くなりすぎるという欠点がある。また、ポアソン型モデルにおいては、地震発生の時間分布を独立としているため、いつの時間から将来をみてもそれから得られる危険度は常に一定となるという問題点がある。つまり、これらの地震危険度解析においては、地震発生の時期については任意の時間軸を設定しており、現時点から将来への危険度を表していない点に問題があるといえる。

地震のメカニズムを考慮すると、ある地域で大地震が発生した場合、同じ地域で次の大地震を起こすに足るひずみエネルギーが蓄えられるまでには相当の年月を要するから、大地震の前後ではその付近での将来の一定期間における地震危険度は変化すると思われるべきである。そこで、Kameda・Takagi(1981)は再生過程の考え方による非ポアソン型の地震発生モデルを提案した。彼らは、海洋性巨大地震の再帰時間の累積確率を指数確率紙にプロットすることにより、地震発生間隔の下限 t_0 および平均発生率 ν をもったシフトした指数分布を求め、これを地震発生モデルとした。その際、現象の周期特性を考慮して地震発生間隔の上限 t_u も決定される。すなわち、海洋性巨大地震の再帰時間 T_r の確率分布は、 t_0, t_u, ν を用いて、以下のように定式化される。

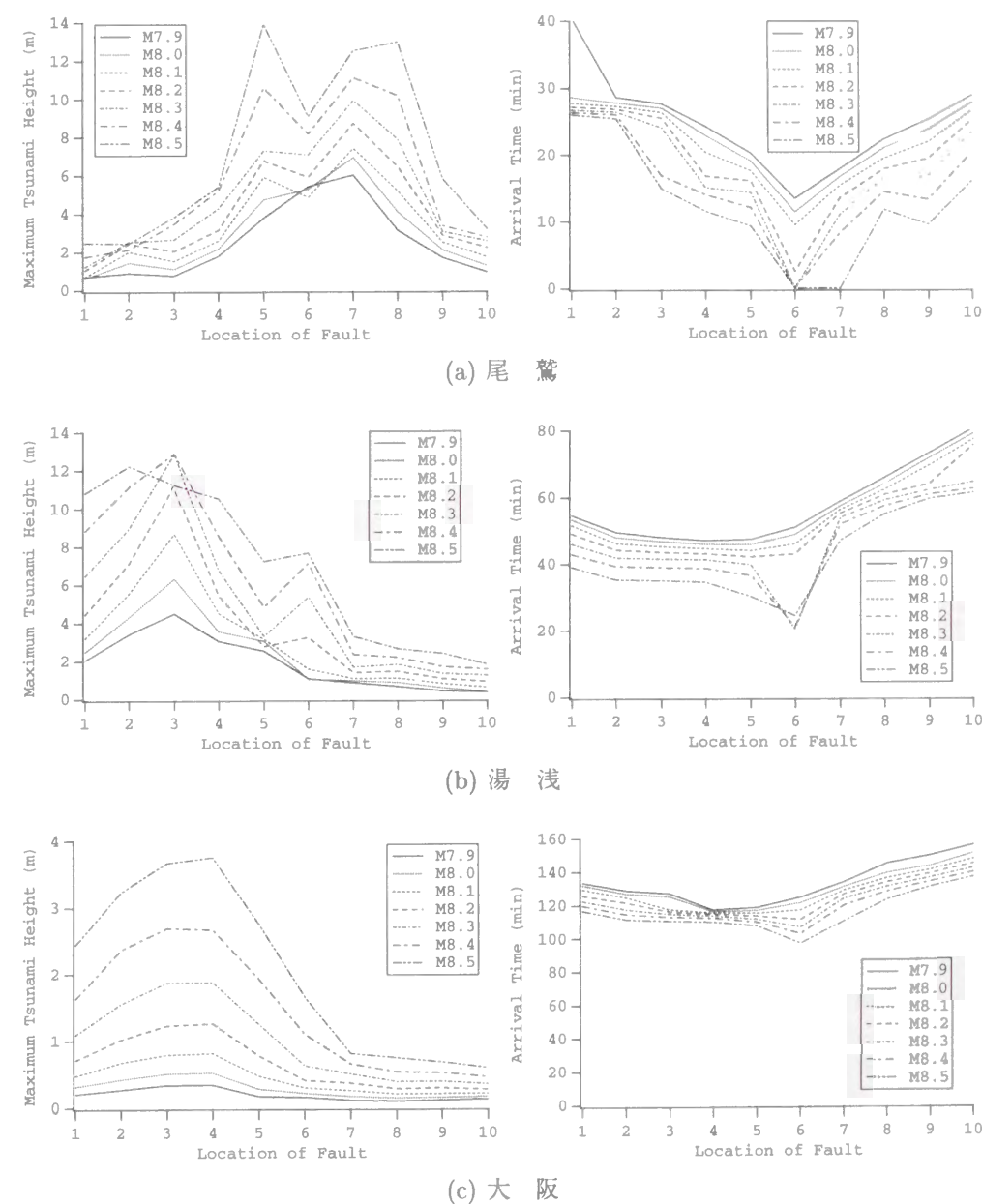


図 6.5: 想定津波モデルによる各地の津波伝播特性 (左: 最大水位, 右: 到達時間)

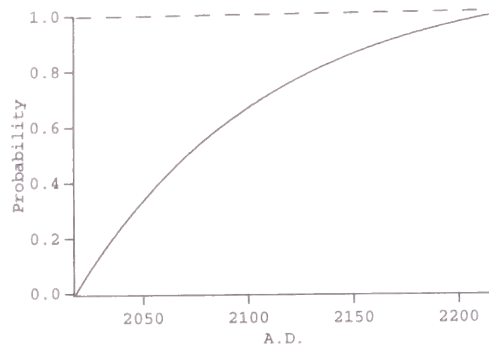


図 6.6: 東海・南海エリアにおける巨大地震発生確率の時間的推移

$$F_{Tr}(t) = \begin{cases} 1 & (t > t_u) \\ \frac{1 - \exp[-\nu(t-t_0)]}{1 - \exp[-\nu(t_u-t_0)]} & (t_0 \leq t \leq t_u) \\ 0 & (t < t_0) \end{cases} \quad (6.5)$$

これより再帰時間 μ_{Tr} は、以下のように求められる。

$$\mu_{Tr} = \int_{t_0}^{t_u} \frac{\partial F_{Tr}}{\partial t} dt = \frac{(1 + \nu t_0) - (1 + \nu t_u)e^{\nu(t_u-t_0)}}{\nu[1 - e^{-\nu(t_u-t_0)}]} \quad (6.6)$$

前回の事象が生じた時点 $t = 0$ とし、現在 $(t = t)$ までに事象が生起していないという条件下で、次の dt の間に事象が生起する条件付確率は、上記の分布関数 $F_T(t)$ とその密度関数 $f_T(t)$ を用いて $f_T(t)dt / \{1 - F_T(t)\}$ で与えられる。この条件付確率を dt で除したものを $\nu(t)$ とおくと、

$$\nu(t) = \frac{f_T(t)}{1 - F_T(t)} = \frac{1}{1 - F_T(t)} \frac{dF_T(t)}{dt} \quad (6.7)$$

この $\nu(t)$ は、信頼性工学の分野では瞬間危険率と呼ばれる。

南海・東海エリアにおけるパラメータの値は、Kameda-Takagi(1981) によって $t_0 = 71.8$ 年、 $t_u = 270$ 年、 $\nu = 1.0191 \times 10^{-2}$ (1/年)、 $\mu_{Tr} = 137.7$ 年と求められているので、巨大地震が発生する確率の時間的推移は図 6.6 のように計算できる。南海・東海エリアにおけるもっとも最近の巨大地震は 1946 年南海地震であるから、グラフの原点は 1946 年に $t_0 = 71.8$ 年を足して 2017.8 年になる。これよりある時期まで巨大地震が起こらず、その後 10 年以内に巨大地震が発生する確率（瞬間危険率）の推移を求めると図 6.7 のようになる。これを見ると、2150 年頃までは、瞬間危険率としての確率は 0.1 ~ 0.3 と小さいが、その後急激に大きくなるのがわかる。

6.2.2 既往の断層モデルの情報に基づいた評価

さて、前節で設定した想定津波モデルは、それが発生する可能性があるかどうかは問題にできなかった。また、上で取り上げた非ポアソン型の地震発生モデルは、時間的な発生確率のみであっ

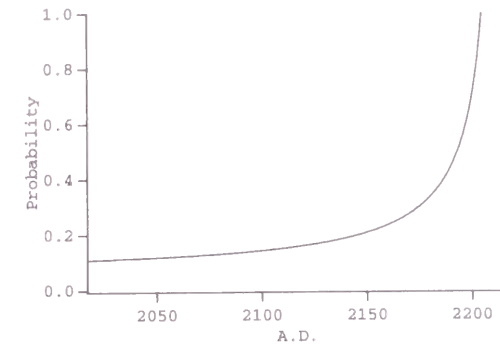


図 6.7: 東海・南海エリアにおける瞬間危険率の時間的推移

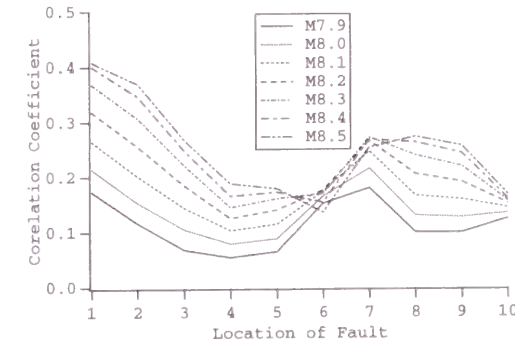


図 6.8: 既往断層モデルと想定断層モデルの相関係数

て、位置と大きさに関する確率は評価されていない。プレートテクトニクスによれば、海洋性の巨大地震は同じような場所に繰り返し起こる可能性が高い。したがって、既往の断層モデルと同じような場所で同じような変位を起こす想定断層モデル（ここでは想定津波モデルを生じさせるような断層モデルを想定断層モデルと呼ぶことにする）は、他のモデルよりも発生する可能性が高いと考えられる。そこで、既往の地震断層モデルによる変位量と想定断層モデルによる変位量との相関係数をとって、相関係数が高ければその想定断層モデルは発生する可能性が高いと考えられるし、また相関係数が低ければ発生する可能性は低いと考えることができる。

断層モデル A と B の相関係数は、 $\eta_A(i, j)$ を位置 (i, j) における断層 A の変位量として、

$$\frac{E[(\eta_A(i, j) - \mu_A)(\eta_B(i, j) - \mu_B)]}{\sqrt{E[(\eta_A(i, j) - \mu_A)^2]E[(\eta_B(i, j) - \mu_B)^2]}} \quad (6.8)$$

によって求められる。ただし、1つの想定断層モデルに対して既往の地震断層モデルは複数あるわけであるから、平均値をもって想定断層モデルの相関係数 $r(M, l)$ （ここに、 M はマグニチュード、 l は断層の位置を表す）とする。すべての想定断層モデルに対して相関係数を計算した結果を図 6.8 に示した。これを見ると、1, 2 および 8, 9 の位置で相関係数が高いことがわかる。

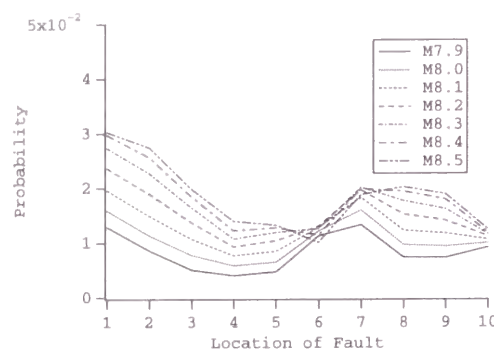


図 6.9: 想定断層モデルの発生確率

6.2.3 想定断層モデルの発生確率

さらに、この相関係数をもとに、それぞれの想定断層モデルの発生確率 $p(M, l)$ を

$$p(M, l) = \frac{r(M, l)}{\sum_M \sum_l r(M, l)} \quad (6.9)$$

で定義することにする。この発生確率は、東海・南海エリアで地震が発生したという条件のもとで、その地震のマグニチュードが M で、その発生位置が l である確率を表している。すべての想定断層モデルに対して発生確率を計算した結果を図 6.9 に示した。これを見ると、1,2 および 8,9 の位置で津波が発生する確率が大きいことがわかる。また、大きさについては、マグニチュード 8.4 ~ 8.5 の大きさが発生する確率が高くなっている。これは、その位置では既往の巨大地震のマグニチュードが 8.4 クラスのものが多いためと考えられる。ただし、これは断層モデルから計算される初期波形の発生確率であって、地震そのものの発生確率ではないところに注意する必要がある。つまり、例えば 1946 年南海地震のように地震のマグニチュードは 8.0 であるが、その断層モデルは 8.4 クラスのものに相当する場合もある。

6.2.4 津波危険度の評価

6.2.1 で地震の時間的な発生確率が、6.2.3 で地震の位置と大きさに関する発生確率が評価できたので、あとはこれらをかけあわせれば、地震の時間、位置および大きさに関する発生確率が評価できる。すなわち、これで地震予知の 3 要素である、いつ、どこで、どのくらい、という評価ができることになる。もちろんそれは長期的な評価にすぎないが、被害想定など防災計画を策定するには重要である。

地震の発生確率と津波ハザード情報を組み合わせて、津波危険度の評価を行ってみる。まず、6.2.3 で求めた想定地震モデルの発生確率のみから津波危険度を評価してみる。すなわち、この場合は南海・東海エリアで海洋性の巨大地震が発生した場合という条件付きの評価になる。図 6.9 において各想定地震モデルの発生確率 $p(M, l)$ が求められており、また前節の図 6.5 において各想定津波モデルによる最大水位と到達時間という伝播特性が評価されている。したがって、ある対象地点に来襲する津波の最大水位の期待値と最大値、到達時間の期待値と最小値が評価できる

表 6.10: 南海・東海エリアで海洋性の巨大地震が発生した場合の津波危険度

	最大水位 (m)		到達時間 (min)	
	期待値	最大値	期待値	最小値
尾 鷲	4.6	13.9	20	10
湯 浅	4.8	12.9	51	22
大 阪	1.0	3.8	125	97
須 崎	3.0	9.5	44	14
下 田	1.6	4.5	36	19

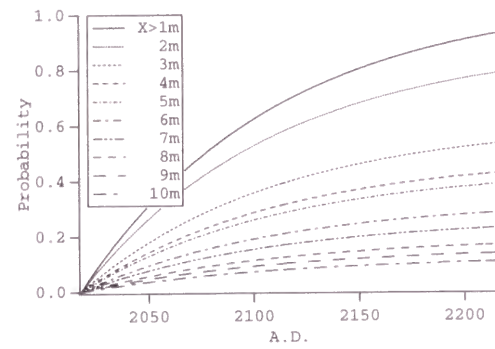
ことになる。表 6.10 に南海・東海エリアで海洋性の巨大地震が発生した場合に各地に来襲する津波の最大水位の期待値と最大値、到達時間の期待値と最小値をまとめた。期待値は、構造物による津波防災の基準と考えることができる。すなわち、最大値に合わせて構造物をつくることは、通常の生活に支障をきたすことになったり、経済的でもない。そこで、期待値程度までの津波は構造物で防ぎ、それ以上の規模の津波は、情報などのソフトウェア対策でカバーすることが適切であると考えられる。また、津波高さの最大値および到達時間の最小値などの極値は、人的被害軽減に有用であると考えられる。

つぎに、地震の時間的な発生確率も含めて津波危険度を評価してみる。この場合の危険度は、いつ発生するかという可能性も入っていて長期的な評価になる。対象地点に X_m 以上の津波が来襲するというような条件を設定して、津波危険度を評価してみる。図 6.10 に各地に X_m 以上の津波が来襲する確率の時間的な推移をまとめた。つぎの南海地震は早くて 2030 年ごろに発生すると言われているが、尾鷲では 2m 以上の津波に襲われる確率が 0.15 程度、湯浅では 2m 以上の津波に襲われる確率が 0.1 程度、大阪では 1m 以上の場合で 0.1 以下である。2030 年というところの 1946 年南海地震から 84 年しかたっていないので、確率的に評価するとこの程度にしかならない。1946 年南海地震はエネルギーが完全に解放されていないので、つぎの巨大地震までの間隔が短いので、早くて 2030 年ごろと言われているのであるが、ここで取り上げた確率的手法は、前の地震の状態を評価することまでは取り入れていない。実用上では、この津波の発生確率も含めた長期的な危険度は、他の危険（たとえば、事故や病気）と比較する際に、有用であると考えられる。

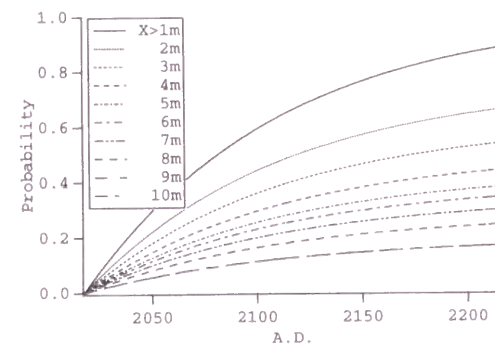
また、図 6.7 において瞬間危険率が求めているので、図 6.10 と同様にして、各地に X_m 以上の津波が来襲する津波危険度の時間的な推移が図 6.11 のように求められる。いずれの地域も、2150 年ごろまで確率としてはかなり低い値であるが、10 年間という地震発生を予想するスパンとしては短い時間に発生するかどうかを問題にしているので、このように低い値になっている。実用面では、表示してある年から 10 年以内に津波が発生するという瞬間危険率であるので、短期的な防災計画に適していると考えられる。

6.3 結 語

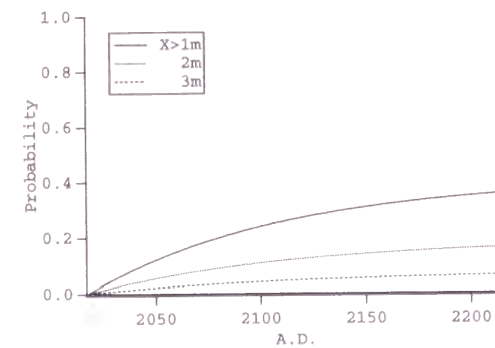
本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。



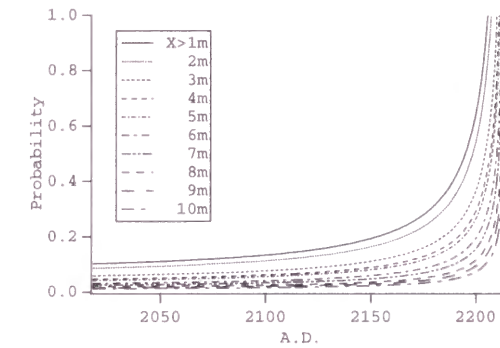
(a) 尾 鷲



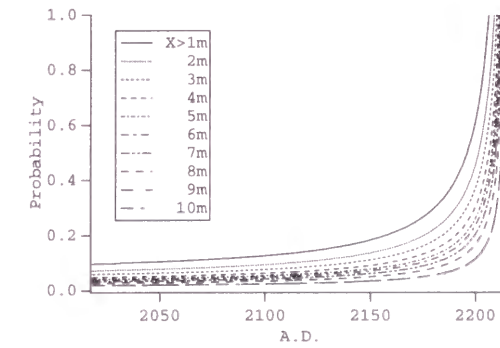
(b) 湯 浅



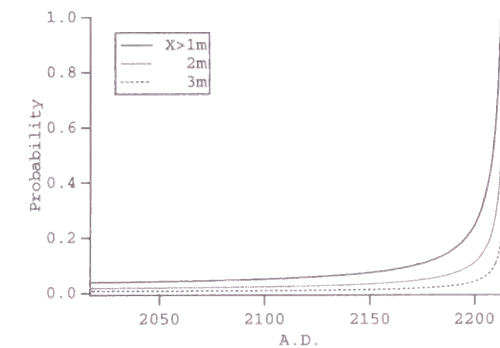
(c) 大 阪

図 6.10: 各地に Xm 以上の津波が来襲する確率の時間的な推移

(a) 尾 鷲



(b) 湯 浅



(c) 大 阪

図 6.11: 各地に Xm 以上の津波が来襲する瞬間危険率の時間的な推移

1) 津波の危険性を明らかにするために、過去の地震津波情報に加えて、想定津波という概念を導入して起こりうる最大値を求めた。その際必要になる、近地津波に対する想定津波モデルの設定方法、津波伝播特性および地震発生確率を考慮した津波危険度の評価方法を明らかにした。

2) 想定津波モデルを設定する際には、過去の地震断層モデルには依存しないで設定した。つまり、過去の地震津波情報には存在しない外力の最大値を求めるのが目的であるから、そこで地震が発生するかどうかは別にして、その海域で断層モデルから求まる水位変動があった場合に沿岸域に襲撃する津波の伝播特性を求めた。その結果、対象地域にとって既往最大の外力を上回るような津波を発生させる地震の発生場所および規模が明らかとなった。

3) さらに、津波の危険性を明らかにする、すなわち津波危険度を定量的に評価するためには、上のような津波を発生させる地震がどのくらいの確率で発生するかを明らかにしなければならない。巨大地震の時間的な発生確率は、地震危険度解析でも用いられている非ポアソン型の地震発生確率で評価した。さらに、地震の位置と規模についての発生確率は、既往の地震断層モデルと想定断層モデルの相関係数を求めて、全体に対する比率を発生確率とする方法を提案した。

4) 上で求めた想定断層モデルの発生確率を用いて、津波危険度を定量的に評価した。まず、巨大地震によって津波が発生したという条件付きで、対象地域に襲撃する津波の高さの期待値と最大値を求めた。これは、津波に対する防災を考える際に有用な情報である。また、危険度の別の表現として、津波がいつ発生するかという時間的な発生確率も含めて、対象地域に X_m 以上の津波が襲撃する危険度を求めた。この危険度は、他の災害・危険も含めて対策を考える際に有用であると考えられる。

参考文献

- 相田 勇 (1979): 1944 年東南海地震津波の波源モデル, 東京大学地震研究所彙報, Vol.54, pp.329-341.
- 相田 勇 (1981a): 東海道沖におこった歴史津波の数値実験, 東京大学地震研究所彙報, Vol.56, pp.367-390.
- 相田 勇 (1981b): 南海道沖の津波の数値実験, 東京大学地震研究所彙報, Vol.56, pp.713-730.
- 河田恵昭・小池信昭・島田富美男 (1994): 津波の伝播特性に基づく危険度評価について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.1181-1185.
- 佐藤良輔 (1989): 日本の地震断層パラメーター・ハンドブック, 鹿島出版会, 390p.
- 津久井啓介・藤澤康雄・後藤智明 (1997): 南海トラフにおける津波特性に関する考察, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.336-340.
- 平石哲也・柴木秀之・原崎恵太郎 (1997): 想定南海地震津波における共振周期特性の重要性について, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.286-290.
- 村上仁士・伊藤禎彦・山本尚明・佐藤広章 (1995): 四国沿岸域の津波危険度に関する一考察, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.361-365.
- 村上仁士・伊藤禎彦・山本尚明・佐藤広章 (1996): 紀伊半島・四国沿岸における津波の危険度に関する考察, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.316-320.

- Cornell, C.A. (1968): Engineering Seismic Risk Analysis, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol.58, No.5, Oct. 1968, pp.1583-1606.
- Kameda, H. and H. Takagi (1981): Seismic hazard estimation based on non-Poisson earthquake occurrences, Memories of the Faculty of Engineering, Kyoto Univ., Vol.43, Part 3.
- Kawasumi, H. (1951): Measures of Earthquake Danger and Expectancy of Maximum Intensity Throughout Japan as Inferred from the Seismic Activity, Bull. Earthq. Research Inst., Vol.29, pp.469-482.
- Mansinha, L. and D.E. Smylie (1971): The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440.

第7章 遠地津波の伝播特性と危険度の評価

1993年北海道南西沖地震津波を契機として、津波警報・注意報の発令までの時間が短縮された。それは、環太平洋地震帯上で発生する遠地津波に対する警報・注意報まで影響を及ぼし、以前よりも頻繁に警報・注意報が発令されるようになった。しかしながら、1993年以後、警報・注意報が発令されても津波が観測されない場合も多く、住民からその信頼性を疑問視する声も聞かれるようである。日本近海で発生する近地津波については、気象庁が1999年度から数値計算による量的予報を導入するので、その信頼性の向上が期待できる。しかし、遠地津波に対しては、現状では太平洋津波警報センターからの情報に頼っているため、依然その信頼性に問題があるといえる。とくに、近地津波と遠地津波との間で予報の信頼性に差がでてきた場合、津波来襲予想地域の住民はいつそう混乱することも予想される。したがって、遠地津波に対しても、できるだけ早急に定量的な数値予報に基づいた警報・注意報の発令体制を整備し、その信頼性の向上を図る必要がある。そこで、ここでは、環太平洋地震帯上の各地に断層モデルを系統的に想定して、数値計算によってわが国沿岸部に来襲する遠地津波の最大高さや到達時間などの伝播特性を定量的に評価することにした。

本章では、前章と同様の観点から環太平洋地震帯上で発生する遠地津波の伝播特性と危険度の評価について考察する。

7.1 環太平洋地震帯における遠地津波の伝播特性

7.1.1 想定津波モデルの考え方

通常、津波の伝播特性を求める際には、既往最大級の地震の断層モデルを想定して、それから津波の初期波形を求めて数値計算を行うのが一般的である。しかし、遠地地震の場合には、わが国におけるほど地震の特性がはっきりとしていないため、断層モデルを想定するのが難しい。また、既往の地震の断層モデルを用いるのでは、将来発生する地震には対応できない可能性もある。そこで、地震によって発生する津波の伝播特性を考えるのではなく、対象とする海域で水位変動があった場合の伝播特性を考えて、地震と津波を切り離して評価する方がよいと考えられる。

ここでは、対象とする地域で実際に大地震が発生するかは別にして、初期波形のみを想定して、すなわち想定津波モデルを用いて、それによるわが国沿岸部への影響を調べることにする。実際に地震によって津波が発生した場合には、その海域の想定津波モデルによって評価された伝播特性を参考にすることができる。ただし、想定津波モデルは断層パラメータから Mansinha・Smylie(1971)の方法を用いて計算される初期波形を基準とすることにした。

表 7.1: 1960 年チリ地震の断層パラメータ

Length	Width	Depth	Strike of the fault	Dip Angle	Dislocation	Slip Angle
800km	200km	53km	N10E(deg)	10°	24m	90°

7.1.2 1960 年チリ地震の津波モデル

今世紀最大の巨大地震は 1960 年チリ地震である。したがって、これと同じ規模の地震津波を想定津波モデルの最大のものとして用いることにする。1960 年チリ地震の断層パラメータは、Kanamori-Cipar(1974), Kanamori-Anderson(1975)を用いた。表 7.1 に 1960 年チリ地震の断層パラメータを表す。

図 7.1(a) にチリ地震津波の鉛直地盤変位、(b) にそのうち海域にある部分だけを示したもの、(c) にそのうち正の値だけをとったものを表す。これを見ると、チリ地震の鉛直地盤変位は、正の値の部分は海域にあり、負の値の部分はほとんどが陸地にあることがわかる。津波数値計算の初期条件としては、この鉛直地盤変位のうち海域の部分だけ初期水位変動として与えるので、チリ地震津波の初期波形は図 7.1(b) で表されるような波形をしていたと考えることができる。

したがって、チリ地震の断層パラメータを他の地域に適用した場合、鉛直地盤変位の負の部分に当たる場所が陸地でない地域では負の部分も津波初期波形になるため、チリ地震津波と同じ規模の津波が発生した場合という比較ができなくなると考えた。そこで、図 7.1(c) のように正の値のみだけの波形をチリ津波のモデルとして想定し、このモデルが適切かどうかを数値計算によって確認した。図 7.1(b) の初期波形で計算した結果と (c) の初期波形で計算した結果をわが国沿岸部の 21ヶ所の到達時間と最大水位の平均 2 乗誤差で比較したところ、到達時間については 0.01(h), 最大水位については 0.04(m) であった。これから、図 7.1(c) で表される初期波形をチリ地震津波の初期波形とみなしてよいことがわかる。

7.1.3 想定津波モデルの設定

想定津波モデルとしては、最大級のものとして図 7.1(c) を用いる。また、以下のモーメントマグニチュード M_w と断層パラメータの関係式(佐藤, 1989) から Mansinha-Smylie(1971) の方法を用いて求められる初期波形を用いることにする。想定津波モデルの断層の大きさを表 7.2 に示す。断層パラメータのうち大きさに関するもの以外は、表 7.1 のチリ地震のものを用いることにした。

$$\log L(\text{km}) = \frac{1}{3} \log M_0 - 7.30 \quad (7.1)$$

$$\log U(\text{cm}) = \frac{1}{3} \log M_0 - 6.80 \quad (7.2)$$

$$M_w = (\log M_0 - 16.1)/1.5 \quad (7.3)$$

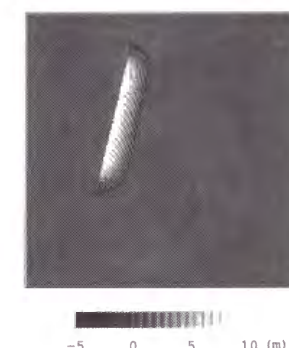
$$L = 2W \quad (7.4)$$



(a) 鉛直地盤変位



(b) 津波初期波形



(c) 津波初期波形の正の部分

図 7.1: 1960 年チリ地震の鉛直地盤変位と津波初期波形

表 7.2: 想定津波モデルの断層の大きさ

	長さ (km)	幅 (km)	変位 (m)
チリ津波	800	200	24.0
$M_w = 9.5$	655	328	20.7
$M_w = 9.0$	369	184	11.7
$M_w = 8.5$	207	104	6.6

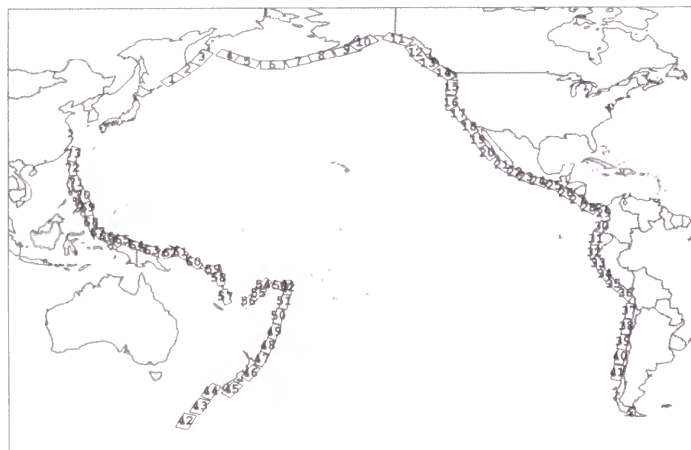


図 7.2: 想定津波モデルの位置

7.1.4 想定津波モデルの位置

想定津波モデルは、太平洋を取り巻くように環太平洋地震帯上に図 7.2 のように設置した。

7.1.5 わが国沿岸部における遠地津波の到達時間と最大水位

太平洋全域モデルの宮古、伊東および尾鷲に対応する格子で計算される想定津波の到達時間と最大水位を図 7.3 に表す。宮古などの北海道・東北地方では、南米チリからの津波がもっとも大きくなる傾向があり、次いで千島・カムチャッカ、ニューギニア・フィリピンからの津波が大きくなる。モーメントマグニチュード 9.5 以上では津波も 2m を超えるが、9.0 以下では 1m 以下である。到達時間は南米からの場合、約 22 時間かかる。また、到達時間の場合、マグニチュードによる差はほとんどない。一方、伊東では、チリからの津波は他の地域に比べて大きいものの、チリ津波と同じ規模の津波が発生した場合、ニューギニア・フィリピンなどからの津波は極めて大きくなるという結果が得られた。到達時間については宮古の場合とほぼ同様である。尾鷲では、南米からの津波も大きくなるが、カムチャッカ方面からの津波も 2m を超えている。伊東と同様にニューギニア・フィリピンからの津波はチリ津波と同規模の津波が発生した場合にかなり大きくなって 5m にもなる。全般的に言えることは、モーメントマグニチュード 8.5 以下では、津波は 1m 以上にならず、わが国沿岸部に被害を与える可能性は低いと言える。

7.1. 環太平洋地震帯における遠地津波の伝播特性

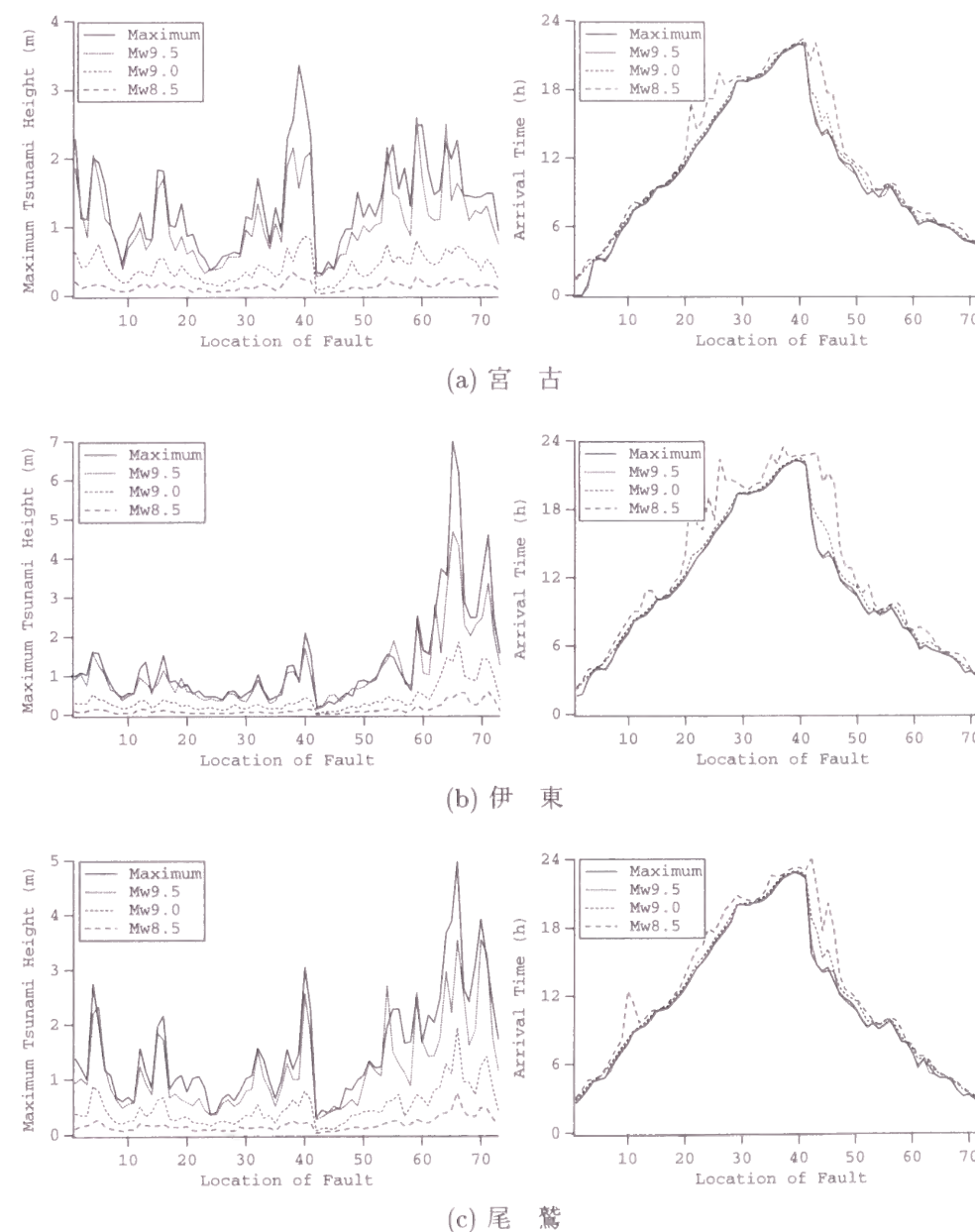


図 7.3: わが国沿岸部における遠地津波の伝播特性（左：最大水位、右：到達時間）

$$R(t) = \exp \left[- \int_0^t \lambda(t) dt \right] = \exp \left(- \frac{K t^{m+1}}{m+1} \right) \quad (7.7)$$

となる。

地震発生の確率密度 $f(t)$ は、

$$f(t) = -\frac{dR}{dt} = K t^m \exp \left(- \frac{K t^{m+1}}{m+1} \right) \quad (7.8)$$

で与えられる。

地震が発生するまでの平均繰り返し時間は、

$$E[t] = \int_0^\infty t f(t) dt = \left(\frac{K}{m+1} \right)^{-1/(m+1)} \Gamma \left(\frac{m+2}{m+1} \right) \quad (7.9)$$

となる。ここに、 Γ はガンマ関数である。さらに、

$$E[t^2] = \int_0^\infty t^2 f(t) dt = \left(\frac{K}{m+1} \right)^{-2/(m+1)} \Gamma \left(\frac{m+3}{m+1} \right) \quad (7.10)$$

であるので、繰り返し時間の標準偏差は、

$$(E[t^2] - E^2[t])^{1/2} = \frac{E[t] \left[\Gamma \left(\frac{m+3}{m+1} \right) - \Gamma^2 \left(\frac{m+2}{m+1} \right) \right]^{1/2}}{\Gamma \left(\frac{m+2}{m+1} \right)} \quad (7.11)$$

で与えられる。

式(7.7)の両辺より $1/R$ を求め、両辺の重自然対数をとるならば、

$$\ln \ln(1/R) = \ln[K/(m+1)] + (m+1) \ln t \quad (7.12)$$

という関係が得られる。頻度分布のデータより $1/R$ を t の関数として見積もることができるので、式(7.12)の $\ln \ln(1/R)$ と $\ln t$ の直線関係を用いて、最小2乗法によりパラメータ K および m を求めることができる。

このようにして決定された K と m を用いて、平均時間間隔およびその標準偏差を表7.3のように計算することができる。なお、表に載せていない地域は、データが不完全であるので除いてある。また、集積確率を計算すると図7.5のようになる。

表 7.3: 環太平洋地震帯における地震発生モデルのパラメータ

	m	K	平均繰り返し間隔(年)	標準偏差(年)
アリューシャン-アラスカ	9.5	3.1×10^{-5}	27.2	8.9
中米	9.5	2.3×10^{-16}	34.5	3.6
北部南米	0.58	8.0×10^{-8}	46.3	30.0
南部南米	4.3	1.1×10^{-7}	100	22.5

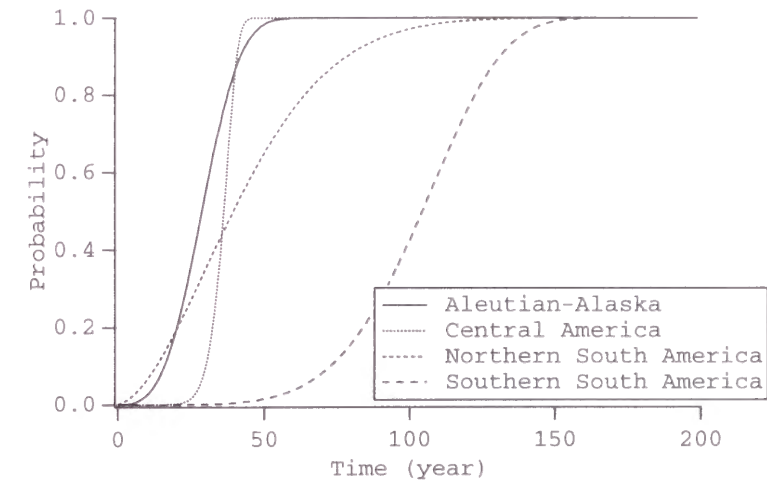


図 7.5: 環太平洋地震帯における巨大地震の発生確率（累積確率）の時間的推移

7.2.2 わが国沿岸部における遠地津波の危険度の評価

比較的古くから地震データのある南部南米地域を例にとって、遠地地震の危険度を求めてみる。南部南米地域は、図7.2で40, 41の位置にあたる。40の位置を Concepcion, 41を Valdivia といい、1960年チリ地震も Valdivia で発生した。Concepcion 地域では過去の巨大地震のデータは6個あるが、そのすべてが $M = 8 \sim 8.5$ である。また、Valdivia 地域も過去のデータ4個すべてが $M = 8 \sim 8.5$ である。したがって、この地域は巨大地震の常襲地帯と言える。マグニチュード M は、あまりいい指標とは言えない。なぜなら8を超えると飽和してしまっており、同じ $M = 8.5$ でも、モーメントマグニチュード M_w で言えば9.0や9.5のときもあるからである。実際、1960年チリ地震は $M = 8.5$ であるが $M_w = 9.5$ である。しかし、古い地震についてはモーメントマグニチュードは求められていないので、ここでは Concepcion 地域では $M_w = 8.5, 9.0$ が等確率で発生し、チリ地震を含む Valdivia 地域では $M_w = 8.5, 9.0, 9.5$ が等確率で発生すると仮定する。実際の確率は当然異なっていると考えられるが、現在の地震学ではそこまで求められていないので、ここでは危険度評価の方法論を示すために、地震の発生確率を仮定した。

図7.2で40の位置にあたる想定したモデルの津波が発生する確率は、時間に関しては図7.5の南部南米、規模に関しては $M_w = 8.5, 9.0$ が0.5の確率で発生し、また41の位置にあたる想定津波モデルも時間に関しては図7.5の南部南米、規模に関しては $M_w = 8.5, 9.0, 9.5$ が0.33の確

率で発生することになる。したがって、これからわが国沿岸部における遠地津波の危険度を求められる。ただし、対象地点に Xm 以上の津波が来襲する確率 $P(X)$ を求めるには、想定津波モデル 40 から Xm 以上の津波が来襲する確率を $p_{40}(X)$ 、41 から来襲する確率を $p_{41}(X)$ とし、それぞれの想定津波モデルは独立に発生すると仮定すると、

$$P(X) = 1 - (1 - p_{40}(X))(1 - p_{41}(X)) \quad (7.13)$$

によって求められる。したがって、73 個の想定津波モデルがあるのだから、本来は、

$$P(X) = 1 - \prod_{i=1}^{73} (1 - p_i(X)) \quad (7.14)$$

によって求める必要がある。しかし、他の地域についてはデータが不足するなど明らかになっていない場合が多いので、環太平洋地震帯の全域については危険度の求め方をあげるにとどめておく。

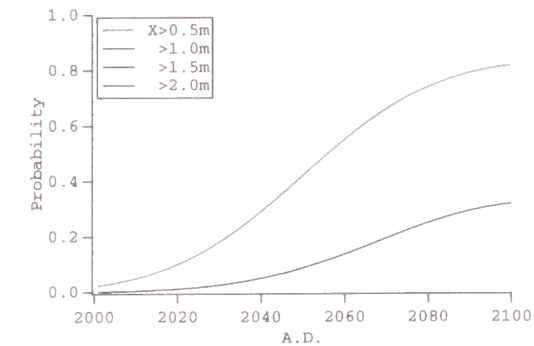
図 7.6 は、式 (7.13) によって求めたわが国沿岸部の各地に Xm 以上の津波が来襲する確率の時間的推移である。なお、時間的な確率を求めるにあたって、位置 40 の Concepcion 地域ではもっとも最近の巨大地震が 1939 年、位置 41 の Valdivia 地域では 1960 年であるので、そこを起点とした Weibull 分布として計算した。ここでは、南部南米の例を遠地津波の危険度としてあげる。いずれの地域でも、1m 以上の津波が来襲する確率は低く、近地津波の約半分である。将来もっとデータが蓄積されて環太平洋地震帯全域で解析できるようになれば、確率が上がることが予想される。

7.3 結 語

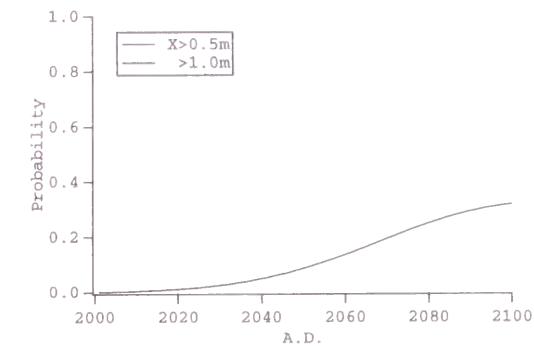
本章で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

1) 想定津波モデルを用いてわが国沿岸部における遠地津波の伝播特性を明らかにした。チリ津波と同じ規模の津波を想定すると、指向性の関係からチリに加えて、ニューギニア・フィリピンの太平洋側からの津波が極めて大きくなるという数値計算結果が出た。つまり、数値解析によって、過去の観測例だけではわからない遠地津波の伝播特性を見つけることができたと言える。このように、津波の可能性・指向性を明らかにするという点で、想定津波モデルによる評価は有効である。

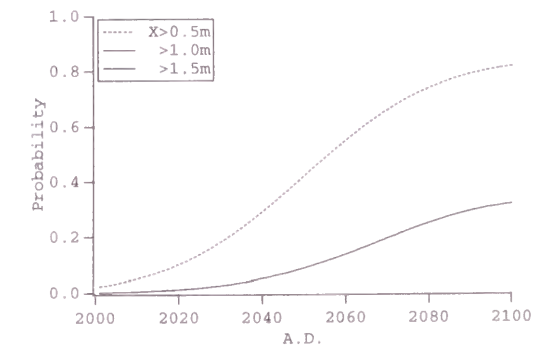
2) さらに、わが国沿岸部における遠地津波の危険度を南部南米におこる巨大地震を例として求めた。その結果を近地津波と比べた場合、1m 以上の津波に襲われる確率は近地津波の約半分であった。これから遠地津波の危険性は、近地津波と比較しても決して低いとは言えないことがわかる。



(a) 宮 古



(b) 伊 東



(c) 尾 鷲

図 7.6: わが国沿岸部に Xm 以上の遠地津波が来襲する確率の時間的推移

参考文献

- 宇津徳治 (1990) : 世界の被害地震の表, 宇津教授退官記念事業出版.
- 佐藤良輔 (1989) : 日本の地震断層パラメーター・ハンドブック, 鹿島出版会, 390p.
- 都司嘉宣・上田和枝・佐竹健治 (1998) : 日本で記録された 1700 年 1 月 (元禄十二年十二月) 北米巨大地震による津波, 地震 2, 第 51 巻, pp.1-17.
- 羽鳥徳太郎 (1997a) : 1995 年チリ北部津波と日本での南米津波の規模, 津波工学研究報告, 第 14 巻, pp.51-60.
- 羽鳥徳太郎 (1997b) : インドネシア・フィリピン津波の規模特性, 津波工学研究報告, 第 14 巻, pp.61-72.
- 羽鳥徳太郎 (1998) : 日本沿岸における 1996 年 6 月 10 日アリューシャン津波の様相, 地震 2, 第 51 巻, pp.75-82.
- Kameda, H. and H. Takagi(1981) : Seismic hazard estimation based on non-Poisson earthquake occurrences, Memories of the Faculty of Engineering, Kyoto Univ., Vol.43, Part 3.
- Kanamori, H. and Cipar, J.J.(1974): Focal process of the great Chilean earthquake of May 22, 1960, Phys. Earth Planet. Interiors, 9, pp.128-136.
- Kanamori, H. and Anderson, D.(1975): Theoretical basis of some empirical relations in seismology, Bull. Seismol. Soc. Am., 65, pp.1073-1095.
- Mansinha, L. and D.E. Smylie(1971) : The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440.
- Rikitake, T.(1976) : Recurrence of great earthquakes at subduction zones, Tectonophysics, 35, pp.335-362.

結 論

本研究では、情報の量と質という 2 つの観点から、津波被害の軽減を図るための方法論を展開した。情報の質を向上させるために、第 1 編で津波数値解析方法の考察を行い、情報の量を増加させるために、第 2 編で津波伝播特性と危険度の評価方法の考察を行った。本研究で得られた結論をまとめると、以下のようになる。

第 1 章では、近地津波の数値計算方法について考察した。近地津波の数値計算では、開境界条件および領域の接続など境界条件の処理で誤差が生じやすい。開境界条件に関して検討を加えた結果、特性曲線法による方法および日野 (1987) の無反射境界条件ともに境界での反射を完全になくすことはできないものの、実用上の数値解析では問題とならないほど小さいことを確認した。また、領域の接続方法について、水位の線形内挿による方法と後藤・小川 (1982) の方法の 2 つの方法に対して検討を加えた結果、両方法ともに境界で目立った乱れは起こらず、またどちらの方法を用いても大差なかった。これらから、近地津波の数値モデルの妥当性が確認できた。

さらに、近地津波の数値計算を全国的に実行するために、国土数値情報を利用した近地津波の数値モデルを構築した。標準地域メッシュ・コードを用いることで、領域分割がほぼ自動的にできるようになり、また地域区画ごとに数値計算を行うことで計算容量と計算時間を減らすことができることがわかった。

第 2 章では、遠地津波の数値計算方法について考察した。太平洋全域を計算する遠地津波モデルの計算格子間隔は大きいので、計算結果が実際の記録とどのような関係にあるかを太平洋沿岸の 120ヶ所の検潮記録と計算値の比較を行うことで調べた。その結果、地域によって適切な格子間隔や最小水深にはばらつきがあり、太平洋全域モデルを用いて伝播特性などを評価する際には、対象とする地域にとって適切なモデルを選択する必要がある。わが国沿岸部では、5' メッシュで最小水深 100m の場合がもっとも適用性が高いことがわかった。さらに、太平洋全域モデルのわが国沿岸部への適用性について、さらに詳しく検討した結果、北海道から沖縄までの太平洋沿岸部での全体的な傾向が観測値と計算値でほぼ一致し、また値についてもほぼ等しいことがわかった。これらから、太平洋全域モデルで数値計算を行っても、最大水位や到達時間など伝播特性を評価することができることがわかった。

また、太平洋全域モデルと近地津波モデルの結合モデルを構築した。モデルの適用性を検討した結果、最大水位、遡上高については非常に良好な一致を示した。このことから、防災計画などに用いる氾濫予想図まで作成する場合には結合モデルを用いる必要があるが、このモデルで十分評価できることがわかった。

第 3 章では、津波氾濫の数値計算方法について考察した。陸上に氾濫する津波は地形形状の影響を受けやすいという観点から、有限要素法による津波氾濫モデルを構築した。津波の氾濫・遡上では先端条件がもっとも重要な問題となるが、ここでは物理的に意味のある Whitham(1955)

の理論に基づいた先端条件を導入した。コンピュータ・グラフィックスで適用性を検討した結果、津波の遡上・引きをうまく再現することができた。

さらに、本モデルの適用性を検討した結果、差分法では再現できなかった小河川からの遡上・氾濫という過程を有限要素法モデルではうまく再現することができた。これから、地形条件の複雑な地域の津波氾濫解析を行う場合には、有限要素モデルの方が適していると言える。

第4章では、重ね合わせの原理に基づいた基底展開による簡易津波計算法について考察した。通常の数値計算結果と比較することで本モデルの適用性を検討した結果、実際問題への適用において実用上十分な精度で計算できることがわかった。また、断層モデルの大きさによる影響を調べた結果、断層の大きさが小さいほど誤差が大きくなることがわかった。

さらに、実際問題へ適用するにあたって、基底展開する領域をブロックごとに分ける方法を提案した。この方法の適用性を検討した結果、計算結果である時間波形は通常の数値計算結果と非常に一致を示し、ほとんど誤差はなかった。ただし、地形の影響などで高周波数成分がでるような場所では、64成分の離散コサイン変換では十分に表現することができず、とくに波形の山や谷のところで若干小さめに計算されるので、本手法を応用する際にはこのことに十分注意する必要がある。これらから、本手法が津波警報のための数値計算などの実用的な解析に、非常に少ない計算時間かつ十分な精度で適用できることがわかった。

第5章では、コンピュータ・グラフィックスによる津波の可視化について考察した。時空間4次元方向のスケールを自由に変えることができるCG可視化システムを開発した。これによって、さまざまな視点から津波をとらえることが可能となった。本研究では、モデルの適用性の確認にもCGを用いているが、モデルの精度向上という観点からも可視化は重要である。さらに、住民に津波という現象を理解してもらう情報提供の方法としても、CG動画による可視化は有効であると考えられる。

第6章では、近地津波の伝播特性と危険度の評価について考察した。情報の量を増やして減災を図るという観点からは、過去の地震津波情報に加えて想定津波という概念を導入して起こりうる最大値を調べるのが重要である。その際必要になる、近地津波に対する想定津波モデルの設定方法、津波伝播特性および地震発生確率を考慮した津波危険度の評価方法を明らかにした。

想定津波モデルを設定する際には、過去の地震断層モデルには依存しないで設定した。つまり、過去の地震津波情報には存在しない外力の最大値を求めるのが目的であるから、そこで地震が発生するかどうかは別にして、その海域で断層モデルから求まる水位変動があった場合に沿岸域に襲撃する津波の伝播特性を求めた。その結果、対象地域にとって既往最大の外力を上回るような津波を発生させる地震の発生場所および規模が明らかとなった。

また、津波危険度を定量的に評価するために、巨大地震の時間的な発生確率を地震危険度解析でも用いられている非ポアソン型の地震発生確率で評価した。また、地震の位置と規模についての発生確率は、既往の地震断層モデルと想定断層モデルの相関係数を求めて、全体に対する比率を発生確率とする方法を提案した。

さらに、上で求めた想定断層モデルの発生確率を用いて、津波危険度を定量的に評価した。巨大地震によって津波が発生したという条件付きで求めた対象地域に襲撃する津波の高さの期待値と最大値は、津波に対する防災を考える際に有用な情報である。また、津波がいつ発生するかという時間的な発生確率も含めて、対象地域にXm以上の津波が襲撃する危険度を求めた。この危険度は、他の災害・危険も含めて対策を考える際に有用であると考えられる。

第7章では、遠地津波の伝播特性と危険度の評価について考察した。遠地津波における想定津

波モデルの考え方を説明するとともに、わが国沿岸部における遠地津波の伝播特性を明らかにした。チリ津波と同じ規模の津波を想定すると、指向性の関係から南米チリに加えて、ニューギニア・フィリピンの太平洋側からの津波が極めて大きくなるという数値計算結果が出た。このように、津波の可能性・指向性を明らかにするという点で、想定津波モデルによる評価は有効であることがわかった。

さらに、わが国沿岸部における遠地津波の危険度を南部南米におこる巨大地震を例として求めてみた。その結果を近地津波と比べた場合、1m以上の津波に襲われる確率は近地津波の約半分であった。これから遠地津波の危険性は、近地津波と比較しても決して低いとは言えないことがわかった。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧な御指導を賜った京都大学防災研究所教授 河田恵昭先生に深甚の謝意を表します。また、折りにふれてご教示いただいた京都大学大学院工学研究科教授 酒井哲郎先生ならびに京都大学防災研究所教授 高山知司先生に深謝する次第であります。

京都大学防災研究所防災大災害研究センターのセミナーなどを通して、同研究所教授 林 春男先生には様々な御助言をいただきました。また、同センターの研究室の諸兄には、論文作成において大変お世話になりました。ここに、感謝する次第であります。

最後に、京都大学大学院博士後期課程への進学を快諾し、著者が研究を進める上で常に支え続けてくれた父 小池武雄ならびに母 節子に心から感謝いたします。